

ROBERT KÜHN VDI, Erlangen

DK 621.314.634:621.314.21.002.2:621.318.42

Der neue Siemens-Selen-Rundfunkgleichrichter und die Größe des Transformators und der Drossel

Übersicht

Ohne auf die Wirkung zusätzlicher Siebglieder ausführlicher einzugehen, möchte der Verfasser durch diese Arbeit besonders den Praktiker auf ein Verfahren hinweisen, nach dem Gleichrichtertransformatoren und Drosseln bei Verwendung von Selen-Rundfunkgleichrichtern mit Ladekondensatoren bemessen werden können. Neuere Untersuchungen haben gezeigt, daß diese Gleichrichtertypen den Hochvakuum-Gleichrichterröhren in mancher Hinsicht überlegen sind. Im folgenden werden Kennlinien der Selengleichrichter wiedergegeben; außerdem werden die Leistungs-, Strom- und Spannungsverhältnisse durch grafische Rechentafeln dargestellt, so daß in einfacher Weise die erforderlichen technischen Daten für die Bemessung von Gleichrichtertransformatoren kleiner Leistung ausreichend bestimmt werden können. Am Schluß der Arbeit werden noch zwei weitere grafische Tafeln zum Bestimmen der Drosselgröße angegeben. Vier Beispiele zeigen, wie die Tafeln und Tabellen angewendet werden und wie einfach diese Anwendung ist.

1. Der Selen-Rundfunkgleichrichter (runde Form)

Als Netzgleichrichter ist bisher vorwiegend die Gleichrichterröhre verwendet worden. Neuerdings ist es aber gelungen, Platten zu entwickeln, deren Sperrspannung höher ist als die der normalen Trockengleichrichter. Man ist daher jetzt in der Lage, die Plattenzahl und damit die Bauhöhe des Gleichrichters zu verringern (Abb. 1). Der Becher ist ungefähr ebenso groß wie der des Elektrolytkondensators, aber — abweichend von diesem — gegen die innere eigentliche Gleichrichtersäule elektrisch isoliert. Er kann mit Gewindesockel oder mit Schränklappen befestigt werden.

Bevor aber die technischen Angaben behandelt werden, sind noch einige besondere Vorteile dieses Gleichrichters hervorzuheben.



Abb. 1

a) Die Lebensdauer des neuen Trockengleichrichters

Diese ist um ein Vielfaches höher als die der Gleichrichterröhre. Da er kaum altert, nimmt der an sich niedrigere Spannungsabfall auch bei mehreren 1000 Betriebsstunden noch nicht merklich zu.

b) Die mechanischen Eigenschaften

Da er sehr einfach aufgebaut ist, sind auch seine mechanischen Eigenschaften denen der Röhre überlegen. Die quadratischen Selenplatten werden zu einer Säule geschichtet und dann durch einen

Becher gegen äußere Einflüsse geschützt. Damit stellt der Trockengleichrichter ein bruch- und erschütterungsfestes Bauelement dar, das im Rahmen der zulässigen Temperaturgrenzen auch in der Nähe anderer wärmeabgebender Teile eingebaut werden kann.

c) Die elektrischen Eigenschaften

Der Selengleichrichter gibt ohne Anheizzeit sofort die volle Spannung ab. Gegen kurzzeitige Überspannungen ist er verhältnismäßig unempfindlich, und Unterspannungen bedeuten für ihn keine Gefahr. Außerdem fällt das bei Röhrengleichrichtern mitunter auftretende Abspritzen von Katodenteilchen, das sogenannte Sprätzen fort, so daß Spratzwiderstände nicht berücksichtigt zu werden brauchen.

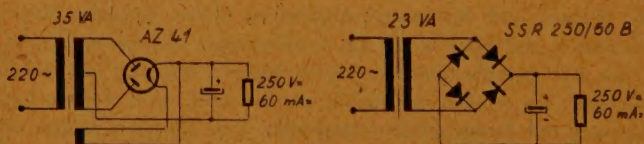


Abb. 2 Gegenüberstellung einer Mittelpunkt- und einer Brückenschaltung

d) Die Einsparung der Transformator-Typenleistung

Bei Verwendung des Selen-Rundfunkgleichrichters erzielen wir noch eine beachtenswerte Einsparung in der Größe des Transformators. Zwar ist bei der Einwegtype der Gewinn nicht so groß, weil nur die Heizwicklung wegfällt, wohl aber ist dies — verglichen mit der Mittelpunktschaltung — der Fall bei der elektrisch günstigeren Brückenschaltung. Denn hier fällt außer der Heizleistung noch die zweite Sekundärwicklung des Transformators fort. Ein Beispiel zeigt uns die Abb. 2. Dort sind eine Mittelpunktschaltung mit einer Gleichrichterröhre AZ 41 und eine Brückenschaltung mit dem neuen SSR-Gleichrichter 220/60 B einander gegenübergestellt. Die Verbraucherleistung ist in beiden Fällen die gleiche, nämlich 15 Watt.

Wenn heute leider noch die Meinung vertreten wird, daß der Spannungsabfall wie bei den früheren Gleichrichtern inkonstant sei, so sollen die hier gezeigten Vorteile des neuen Gleichrichters beweisen, daß in Zukunft wohl dieser einen dominierenden Platz als Klein-Gleichrichter einnehmen wird.

Nach DIN 41761 werden vorzugsweise für Rundfunkgleichrichter

1. die Einwegschtaltung (E),

auch unter den Namen Hullsche Schaltung oder Einphasen-Einwegschtaltung, und

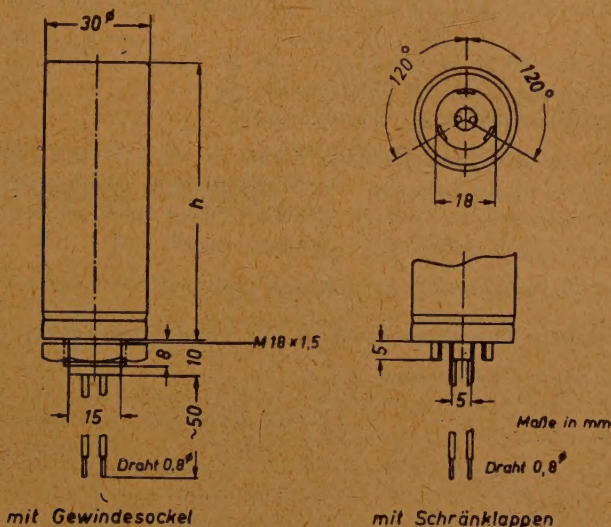


Abb. 3 Liste und Maße der Siemens-Selen-Rundfunk-Trockengleichrichter

Typenreihe

Type	Zul. effektive Wechselspannung in V	Gleichstrom in mA	Schaltung	Höhe h in mm	Weitere Daten siehe:
SSR 220/40 EC	220	40	Einwegschtaltung	45	RöK 922
SSR 250/40 EC	250	40	"	45	RöK 922
SSR 220/60 EC	220	60	"	45	RöK 923
SSR 250/60 EC	250	60	"	45	RöK 923
SSR 220/100 EC	220	100	"	80	RöK 924
SSR 250/100 EC	250	100	"	80	RöK 924
SSR 220/60 B	220	60	Brückenschaltung	80	RöK 925
SSR 250/60 B	250	60	"	80	RöK 925
SSR 220/100 B	220	100	"	80	RöK 926
SSR 250/100 B	250	100	"	80	RöK 926

Andere Strom- und Spannungswerte auf Anfrage

Typenerläuterung

SSR Siemens-Selen-Rundfunk-Gleichrichter (runde Form)
 220/250 . . . effektive Wechselspannung in Volt
 40 bis 100 . . zulässige Gleichstrombelastung in mA

E Einwegschtaltung
 C Kondensatorbelastung
 B Brückenschaltung

2. die Brückenschaltung (B).

auch Graetz- oder Einphasen-Doppelwegschaltung, verwendet.

Das SIEMENS-Typenblatt, Abb. 3, gibt uns eine gute Übersicht über die bereits gefertigten Gleichrichter.

Als besonderer Vorteil für die Berechnung von Gleichrichter-Transformatoren ist es sehr zu begrüßen, daß SIEMENS auch Kennlinien für Trockengleichrichter herausgegeben hat. Sie sind in den beiden Abb. 4 und 5 zusammengefaßt. Sie stellen alle den inneren Spannungsabfall dar und sind mit den Meßschaltungen Abb. 6a und 6b aufgenommen.

In den Bildern 6a und 6b bedeuten:

u_D = Meßgleichspannung in Durchlaßrichtung

i_D = Meßgleichstrom in Durchlaßrichtung

Verlängern wir eine solche fast gradlinige Kennlinie, wie in Abb. 7 gezeigt, bis zur Abszisse, so erhalten wir die Schwellen- oder Vorspannung u_s . Sie stellt eine Konstante des Trockengleichrichters dar. Für die SIEMENS-Selen-Rundfunkgleichrichter hat sie folgende Werte, die in der Tabelle 1 zusammengestellt sind:

Dort sind auch die Richtwerte für den Gleichrichter-Innenwiderstand mit aufgeführt:

Tabelle 1 Schwellenspannung u_s und Innenwiderstand R_{ir}

1. Einwegtyp mit Ladekondensator.

Typ	Schwellenspannung u_s in V	Innenwiderstand R_{ir} in Ohm
SSR 220/40 EC	10	65
SSR 250/40 EC	11	70
SSR 220/60 EC	11	23
SSR 250/60 EC	12	26
SSR 220/100 EC	12	10
SSR 250/100 EC	3	13

2. Brückentyp mit Ladekondensator.

Typ	Schwellenspannung u_s in V	Innenwiderstand R_{ir} in Ohm
SSR 220/60 B.	10	60
SSR 250/60 B.	12	67
SSR 220/100 B.	11	22
SSR 250/100 B.	12	26

Der Innenwiderstand eines Trockengleichrichters ist dabei definiert durch

$$R_{ir} = \frac{u_D - u_s}{i_D} \quad (b)$$

Die Meßspannung u_D und der Meßstrom i_D (in Durchlaßrichtung) sind zwei beliebige zusammengehörende Werte auf der Kennlinie. Diese Formel gilt nur, solange die Meßspannung u_D größer ist als die Schwellenspannung u_S , d. h. im geradlinigen Teil der Kennlinie.

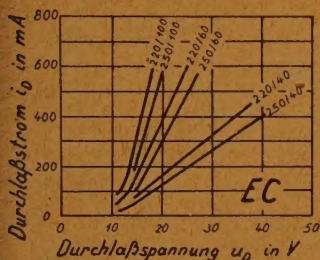


Abb. 4 Kennlinien der Einweg-Gleichrichtertypen

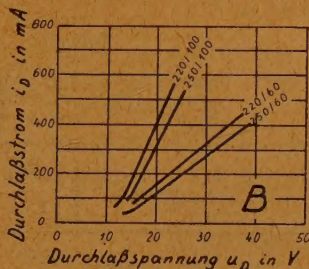


Abb. 5 Kennlinien der Brücken-Gleichrichtertypen

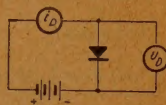


Abb. 6a Einweg (E)

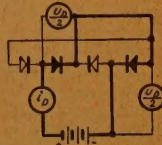


Abb. 6b Brücke (B)

II. Der Gleichrichter-Transformator

Für die Bemessung eines Gleichrichter-Transformators müssen schwierige und verwickelte Formeln angewendet werden, die wir durch eine übersichtliche grafische Rechentafel ersetzen wollen. Wegen der Ventilwirkung des Gleichrichters mit Ladekondensator sind die Strom- und Spannungsverhältnisse ganz anders als bei einem normalen Kleintransformator. Außerdem spielt der von der Sekundärseite gemessene Innenwiderstand des Gleichrichter-Transformators eine Rolle. Er ist bekanntlich

$$R_{iT} = R_{\text{sek}} + R_{\text{pr}} \cdot \ddot{u}^2 \quad (2)$$

ist hierin das Übersetzungsverhältnis $\ddot{u}_{\text{sek}}/U_{\text{pr}}$.

Dieser Innenwiderstand R_{iT} der verschiedenen Transformatorengrößen kann bis zu etwa 10 000 Ohm betragen. In den beiden Abb. 8a und 8b lassen sich aus der gegebenen Gleichstromleistung $N_{\text{=}}$ die jeweilige Typengröße des Transformators ermitteln und mit der benötigten Gleichspannung $U_{\text{=}}$ den dazugehörigen TransformatorInnenwiderstand R_{iT} bei einer Übertemperatur $\vartheta = 60^\circ$ annäherungsweise bestimmen. (Der Stromflußwinkel 2α wurde dabei mit 90° zugrunde gelegt.) In den später folgenden Beispielen wird dieser angenommene Wert in der Hauptrechnung korrigiert.

Anwendungsbeispiel für Abb. 8a.

Für eine Gleichstromversorgung werden eine Gleichspannung $U_{\text{=}} = 180$ Volt bei einer Gleichstromentnahme $I_{\text{=}}$ von 40 mA benötigt. Die Leistung $N_{\text{=}}$ ist somit $180 \text{ V} \times 0,04 \text{ A} = 7,2$ Watt. Bei Anwendung der Brückenschaltung ergibt sich nach Abb. 8a die Transformatorengröße M55. Damit finden wir bei einer Gleichspannung $U_{\text{=}} = 180$ Volt den angenäherten Wert des TransformatorInnenwiderstandes mit ≈ 800 Ohm. In dem späteren Beispiel „Brückenschaltung“ wurde der Widerstand R_{iT} mit 773 Ohm errechnet.

In der Kurventafel Abb. 9 sind die Verhältnisse für die Einweg (E)- und die Brückenschaltung (B) in einer Kurventafel dargestellt. Hierzu wurden folgende Formeln zugrunde gelegt:

1. Einwegschaltung (E)

Verhältnisse	Formel	
$\frac{\text{Trafo-Typenleistung}}{\text{Gleichstromleistung}}$	$\frac{N_T}{N_-} \approx 1,34 \cdot \frac{1}{\cos \alpha} \cdot \sqrt{\frac{180^\circ}{2 \cdot \alpha}}$	(3)

$\frac{\text{Primärstrom}}{\text{Gleichstrom}}$	$\frac{I_{pr}}{I_-} \approx 2,22 \cdot \sqrt{\frac{180^\circ}{2 \cdot \alpha}}$	(4)
---	---	-----

$\frac{\text{Sek.-Spannung}}{\text{Gleichspannung}}$	$\frac{U_{sek}}{U_-} = 0,71 \cdot \frac{1}{\cos \alpha}$	(5)
--	--	-----

$\frac{\text{Sekundärstrom}}{\text{Gleichstrom}}$	$\frac{I_{sek}}{I_-} = 1,57 \cdot \sqrt{\frac{180^\circ}{2 \cdot \alpha}}$	(6)
---	--	-----

$\frac{\text{Außenwiderstand}}{\text{Innenwiderstand}}$	$\frac{R_a}{R_l} \approx 3,14 \cdot \frac{180^\circ}{2 \cdot \alpha} \cdot \frac{1}{\left(\frac{1}{\cos \alpha} - 1\right)}$	(7)
---	--	-----

2. Brückenschaltung (B)

Verhältnisse	Formel	
$\frac{\text{Trafo-Typenleistung}}{\text{Gleichstromleistung}}$	$\frac{N_T}{N_-} \approx 0,79 \cdot \frac{1}{\cos \alpha} \cdot \sqrt{\frac{180^\circ}{2 \cdot \alpha}}$	(8)

$\frac{\text{Primärstrom}}{\text{Gleichstrom}}$	$\frac{I_{pr}}{I_-} \approx 1,11 \cdot \sqrt{\frac{180^\circ}{2 \cdot \alpha}}$	(9)
---	---	-----

$\frac{\text{Sek.-Spannung}}{\text{Gleichspannung}}$	$\frac{U_{sek}}{U_-} = 0,71 \cdot \frac{1}{\cos \alpha}$	(10)
--	--	------

$\frac{\text{Sekundärstrom}}{\text{Gleichstrom}}$	$\frac{I_{sek}}{I_-} = 1,11 \cdot \sqrt{\frac{180^\circ}{2 \cdot \alpha}}$	(11)
---	--	------

$\frac{\text{Außenwiderstand}}{\text{Innenwiderstand}}$	$\frac{R_a}{R_l} \approx 3,14 \cdot \frac{180^\circ}{2 \cdot \alpha} \cdot \frac{1}{\left(\frac{1}{\cos \alpha} - 1\right)}$	(12)
---	--	------

In sämtlichen Formeln bedeutet α der halbe Stromfluß- oder Durchlaßwinkel in elektr. Gradeinteilung.

Hierzu mußten folgende Voraussetzungen angenommen werden:

1. Ladekondensator mit sehr großer Kapazität,

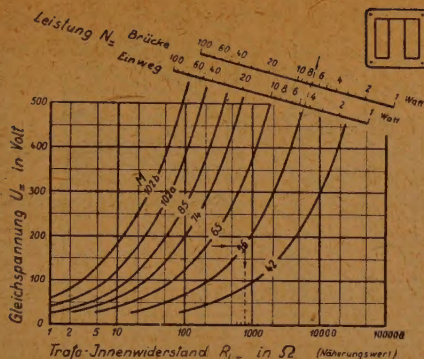


Abb. 8a Transformator - Innenwiderstand R_{IT} bei max. Leistungsausnutzung für Mantelkern-typen

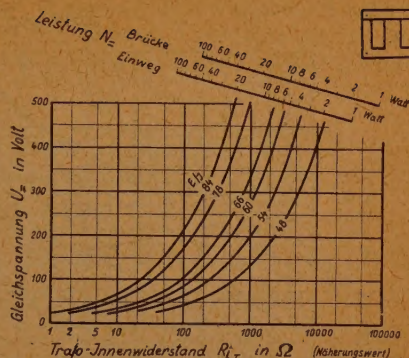
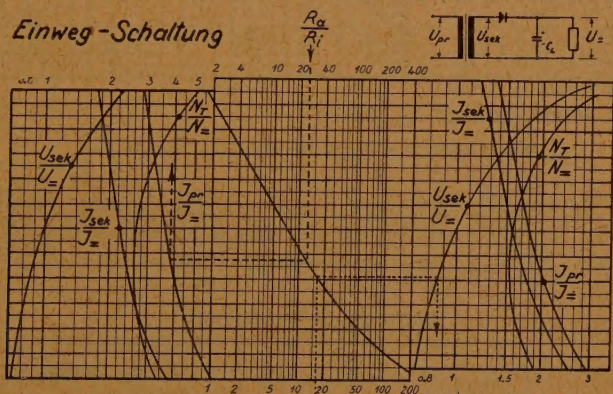


Abb. 8b Transformator - Innenwiderstand R_{IT} bei max. Leistungsausnutzung für E/I-Kern-typen

Einweg-Schaltung



Brücken-Schaltung

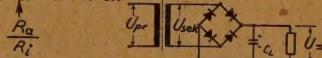


Bild 9 | Spannungs-Strom und Leistungsverhältnisse bei Einweg- (E) und Brückenschaltung (B)

Stromstärke J in mA

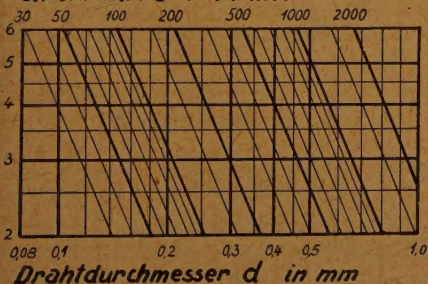


Abb. 10 Bestimmung des Drahtdurchmessers d

2. Streuverluste des Transformators vernachlässigbar,
3. Eisenverluste $\approx 15\%$,
4. Übersetzungsverhältnisse 1 : 1

Die Wechselspannungen und -Ströme in den Formeln und in Abb. 9 stellen stets Effektivwerte dar, die mit einem Dreh-eisen- oder Drehspulinstrument mit Thermoumformer gemessen werden müssen (also kein Multizet dazu verwenden!).

Die wichtigsten Daten für die Mantelkern-typen nach DIN E 41 302 sind in dem

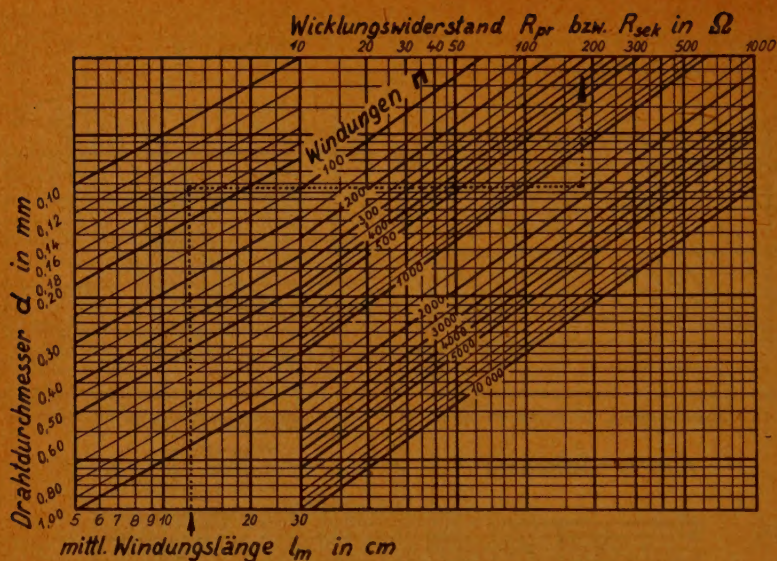


Abb. 11 Bestimmung des Widerstandes (Raumtemperatur)

Buch „Der Kleintransformator“ von R. Kühn, Verlag Winter, Füssen, 1949 zusammengestellt. Wir entnehmen hieraus die für uns wichtigsten Daten, die für eine Induktion von 12 000 G bei einer Frequenz von 50 Hz gelten.

Tabelle 2 „M-Kernschnitt“

Kernblech	M	42	55	65	74	85	102a	102b	
Leistung	N_T	5	12	25	50	70	120	180	VA
Pakethöhe	b	1,5	2,0	2,7	3,2	3,5	3,5	5,2	cm
Mittlere Windungs- länge	l_{m1}	7,2	9,8	12,1	13,9	15,2	17,2	20,6	cm
	l_{m2}	8,4	11,0	13,6	15,7	16,7	19,4	22,8	cm
	l_{m3}	9,5	12,1	15,1	17,4	18,4	21,6	25,0	cm
Maximale Strom- dichte bei $\theta =$ 60° C	j	6,0	4,8	4,0	3,5	3,2	3,0	2,5	A/mm ²
Gleichstrom-Strom- dichte bei $\theta =$ 20° C	j	2,5	2,2	2,1	1,9	2,0	1,6	1,6	A/mm ²
Windungszahl									
Spannung	n/U	22,9	12,18	7,64	5,62	4,08	3,48	2,33	Wdg/V
Windungszahl für 220 Volt	n_{pr}	5040	2680	1680	1237	986	764	513	Wdg.

Der Vollständigkeit halber wegen wollen wir dem Buch „Der Kleintransformator“ auch für die abfallarmen „E/I-Schnitte“ einige wichtige Daten entnehmen. Die folgende Tabelle 3 stellt wiederum die Daten für eine Induktion von 12 000 G bei einer Frequenz von 50 Hz dar.

Tabelle 3 „E/I-Kernschnitt“ (abfallarm)

Kernblech	E/I	48	54	60	66	78	84	
Leistung	N _T	5	10	15	20	35	50	VA
Pakethöhe	b	1,6	1,8	2,0	2,2	2,6	2,8	cm
Mittlere Windungs- länge	l _{m1}	8,0	9,4	10,3	11,3	13,2	14,1	cm
	l _{m2}	9,0	10,3	11,4	12,5	14,7	15,9	cm
	l _{m3}	10,1	11,2	12,5	13,8	16,3	17,6	cm
Maximale Strom- dichte bei $\vartheta =$ 60° C	j	5,0	4,7	4,3	3,9	3,4	3,2	A/mm ²
Gleichstrom Strom- dichte bei $\vartheta =$ 20° C	j	3,0	2,7	2,5	2,3	2,0	1,9	A/mm ²
Windungszahl								
Spannung	n/U	16,22	12,78	9,66	8,86	6,13	5,27	Wdg/V
Windungszahl für 220 Volt	n _{pr}	3568	2812	2125	1950	1349	1160	Wdg.

Außerdem wollen wir für die Bestimmung des Drahtdurchmessers d in Abhängigkeit von Stromstärke I und Stromdichte j eine grafische Tafel verwenden, die in Abb. 10 dargestellt ist.

Den ohmschen Widerstand der Primär- und Sekundärwicklung im Transformator errechnen wir nach folgender Formel

$$R_k = 22 \cdot \frac{l_m \cdot n}{d^2} \cdot 10^{-5} \quad (13)$$

Hierin bedeutet:

R_k = Prim- oder Sekundärwicklungswiderstand in Ohm

l_m = mittlere Windungslänge in cm

n = Windungszahl

d = Drahtdurchmesser in mm

Im Betriebe erhöht sich der Widerstand erfahrungsmäßig um $\approx 20\%$, so daß für die Berechnung des Transformators der betriebswarme Widerstand eingesetzt werden muß. Der in der Abb. 11 gefundene oder nach Formel (13) errechnete Transformator-Widerstand muß mit dem Faktor 1,2 multipliziert werden.

Damit sind die erforderlichen Unterlagen gegeben.

III. Die Siebdrossel

Wie anfangs bereits gesagt, wollen wir auf die Siebwirkung in diesem Aufsatz nicht näher eingehen. Das soll einer späteren Arbeit vorbehalten bleiben. Aus diesem Grunde wollen wir nur für die Bemessung einer Drossel zwei grafische Rechentafeln in Abb. 12 und 13 angeben. Diese Tafeln beziehen sich auf die „M“- und „E/I-Kerntypen“ und wurden für eine Wicklungsübertemperatur $\theta = 20^\circ$ entworfen, um einen geringen Spannungsabfall zu erzielen. Die überlagerte Wechsel- oder Brummspannung ist verschwindend klein angenommen.

Infolge der Gleichstrom-Vormagnetisierung des Eisenkernes der Drossel nimmt die Induktivität der Drossel ab. Deshalb muß im Eisenkern ein Luftspalt eingefügt werden, dessen Breite möglichst zweckmäßig gewählt werden muß.

Die günstigste Luftspaltbreite ist für die „E/I-Kerntypen“, die einander geometrisch ähnlich sind, so gewählt, daß die Kernpermeabilität bei unveränderter Luftspaltbreite nur um 1% sinkt, wenn der Gleichstrom und mit ihm die Gleichfeldstärke um 10% wächst. Wir erreichen dadurch zwar nicht den optimalen Wert der Induktivität, haben aber den großen Vorteil einer konstanten Induktivität bei schwankendem Gleichstrom. Anders ist es leider bei den nicht ähnlichen „M-Kerntypen“. Bei diesen ist der Luftspalt bereits eingestanz, so daß wir darauf verzichten müssen, dem Luftspalt die zweckmäßigste Breite zu geben. Die Induktivität ist dann bei Schwankungen der Gleichfeldstärke ziemlich inkonstant.

Bei der Berechnung einer vormagnetisierten Drossel gehen wir aus von dem sie durchfließenden Gleichstrom I_{G} , der über diese fließt, und von der geforderten Induktivität L . Aus der jeweiligen Tafel Abb. 12 bzw. Abb. 13 erhalten wir die Kerngröße, die Windungszahl und den zugehörigen Drahtdurchmesser. Diese Werte genügen vollauf, um die Drossel herzustellen. Gegenüber dem Gleichrichter-Transformator wurde hier für die Drossel eine Übertemperatur $\theta = 20^\circ$ gewählt, um den Innenwiderstand klein zu halten. Bei der Aufstellung der Rechentafeln wurde besonders der wirklich nutzbare Wickelraum berücksichtigt, damit tatsächlich die Windungen auch auf den Spulenkörper gewickelt werden können. Durch die geringe angenommene Übertemperatur kann der Wicklungswiderstand unmittelbar aus der Abb. 11 oder nach der Formel (13) bestimmt werden. Die konstruktiven Daten der Kerntypen sind in Tabelle 2 und 3 bereits angegeben.

Es folgen nun vier Rechenbeispiele, um die Anwendung der grafischen Tafeln zu zeigen.

1. Beispiel: Einweg-Schaltung

Es soll ein Einweg-Gleichrichter mit einer Leistungsabgabe $N_a = 220 \text{ V} \times 0,06 \text{ A} = 13,2 \text{ Watt}$ gebaut werden. Die Netzspannung betrage 110 Volt. Der Ladekondensator C_L habe eine Kapazität von $32 \mu\text{F}$. Wie groß muß der zugehörige Transformator bemessen werden?

Als Trockengleichrichter ist nach Abb. 3 der Typ SSR 220/60 EC zu verwenden. Die Schwellen- oder Vorspannung ist nach Tabelle 1 $U_s = 11 \text{ Volt}$ und der Innenwiderstand $R_{I\text{r}} = 23 \text{ Ohm}$.

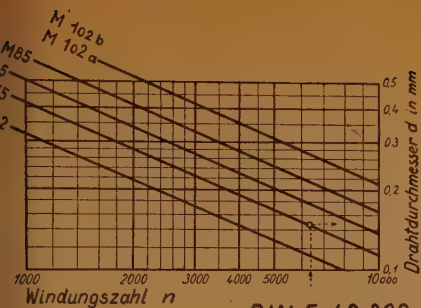
Der Innenwiderstand des Transformators ist nach Abb. 8a für M 74 und 220 Volt $\approx 130 \text{ Ohm}$. Für die Vorausberechnung wollen wir diesen zunächst mit 100 Ohm annehmen.

Damit ist der Innenwiderstand der Anlage

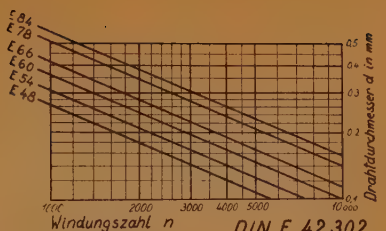
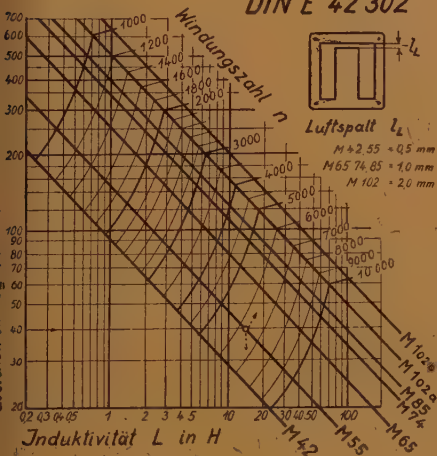
$$R_I = R_{I\text{r}} + R_{IT} = 23 + 100 = 123 \text{ Ohm.}$$

Der Außenwiderstand ergibt sich zu

$$R_a = \frac{U}{I_{\text{G}}} = \frac{220}{0,06} = 3666 \text{ Ohm;}$$



DIN E 42 302



DIN E 42 302

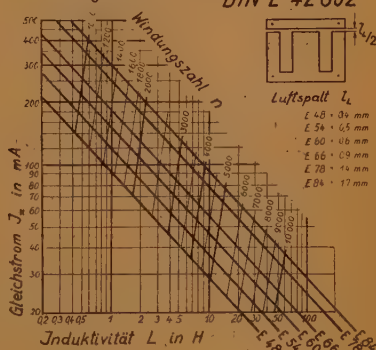


Abb. 13
Bestimmung der Induktivität bei „E/I“-Kerntypen

Links: Abb. 12
Bestimmung der Induktivität bei „M“-Kerntypen

damit erhalten wir für das Widerstandsverhältnis

$$\frac{R_a}{R_i} = \frac{3666}{123} = 29,8.$$

Wir führen diesen Wert in Abb. 9 ein und lesen dort das Folgende ab:

$$\frac{N_T}{N} = 2,6 \quad \frac{I_{sek}}{I_{=}} = 2,4 \quad \frac{U_{sek}}{U_{=}} = 0,89 \quad \frac{I_{pr}}{I_{=}} = 3,9.$$

Hieraus lassen sich die gesuchten Größen leicht errechnen.

1. Transformator-Leistung N_T

$$N_T = 2,6 \cdot N_{=} = 2,6 \cdot 13,2 = 35 \text{ VA.}$$

Nach Tabelle 2 muß der M-Typ 74 genommen werden, und folgende Daten sind zu entnehmen:

1. mittlere Windungslänge $l_{m1} = 13,9 \text{ cm}$
2. mittlere Windungslänge $l_{m3} = 17,4 \text{ cm}$
3. maximale Stromdichte bei $\vartheta \approx 60^\circ \text{ J} = 3,5 \text{ A/mm}^2$
4. Windungszahl-Spannung $n/U = 5,62 \text{ Wdg/V.}$

2. Sekundärstrom I_{sek} im Transformator.

$$I_{sek} = 2,4 \cdot I_{=} = 2,4 \cdot 0,06 = 144 \text{ mA.}$$

3. Sekundärspannung U_{sek} des Transformators.

$$U_{sek} = 0,89 \cdot U_{=} = 0,89 \cdot 220 = 196 \text{ Volt.}$$

Hierzu kommt die aufzubringende Schwellen- oder Vorspannung des Gleichrichters U_g , so daß die Gesamtspannung

$$U_{sek} + U_g = 196 + 11 = 207 \text{ Volt beträgt.}$$

4. Primärstrom I_{pr} im Transformator.

$$I_{pr} = 3,9 \cdot I = 3,9 \cdot 0,06 = 234 \text{ mA.}$$

Dieser Wert gilt für ein Übersetzungsverhältnis 1 : 1!

Das Übersetzungsverhältnis ist aber

$$\bar{u} \approx \frac{U_{sek}}{U_{pr}} \approx \frac{207}{110} \approx 1,88.$$

Damit wird bei Berücksichtigung des Übersetzungsverhältnisses der Primärstrom

$$I_{pr} \approx 234 \text{ mA} \cdot 1,88 \approx 440 \text{ mA.}$$

5. Drahtdurchmesser beider Wicklungen.

Aus Abb. 10 erhalten wir den Drahtdurchmesser:

a) für die Primärwicklung bei $j = 3,5 \text{ A/mm}^2$ und $I_{pr} = 440 \text{ mA}$

$$d = 0,40 \text{ mm } \varnothing$$

b) für die Sekundärwicklung bei $j = 3,5 \text{ A/mm}^2$ und $I_{sek} = 144 \text{ mA}$

$$d = 0,23 \text{ mm } \varnothing.$$

6. Windungszahlen beider Wicklungen.

Nach 1. war

$$n/U = 5,62 \text{ Wdg/V}$$

damit wird

a) für die Primärwicklung $n_{pr} = 5,62 \cdot 110 \text{ V} = 618 \text{ Windungen}$

b) für die Sekundärwicklung $n_{sek} = 5,62 \cdot 207 \text{ V} = 1164 \text{ Windungen.}$

7. Wicklungswiderstände.

Aus Abb. 11 erhalten wir für

a) Primär-Widerstand mit $l_{m1} = 13,9 \text{ cm; } d = 0,40 \text{ mm } \varnothing$;

$$n_{pr} = 618 \text{ Windungen}$$

den Widerstand (kalt),

$$R_{prk} = 11,9 \text{ Ohm und somit den betriebsmäßigen}$$

Widerstand (warm)

$$R_{prw} = 11,9 \cdot 1,2 = 14 \text{ Ohm.}$$

b) Sekundär-Widerstand mit $l_{m3} = 17,4 \text{ cm; } d = 0,23 \text{ mm } \varnothing$;

$$n_{sek} = 1164 \text{ Windungen}$$

den Widerstand (kalt),

$$R_{sek k} = 84 \text{ Ohm und somit den betriebsmäßigen}$$

Widerstand (warm)

$$R_{sek w} = 84 \text{ Ohm} \cdot 1,2 = 101 \text{ Ohm.}$$

8. Transformator-Innenwiderstand.

Nach Formel (2) ist im Betriebszustand

$$\begin{aligned} R_{iT} &= R_{pr} \cdot \bar{u}^2 + R_{sek} \\ &= 14 \cdot 1,88^2 + 101 \\ &= 151 \text{ Ohm.} \end{aligned}$$

Wir hatten anfangs einen Widerstand $R_{iT} = 100 \text{ Ohm}$ angenommen, so daß wir in der folgenden Hauptrechnung diesen neuen Wert einsetzen müssen und erhalten

Hauptrechnung

$$\frac{R_a}{R_i} = \frac{3666}{151 + 23} = \frac{3666}{174} = 21,$$

damit aus Abb. 9 die endgültigen Werte zu

$$\frac{N_T}{N} = 2,6 \quad \text{somit } N_T = 2,6 \cdot 13,2 = 35 \text{ VA}$$

$$\frac{I_{sek}}{I} = 2,3 \quad I_{sek} = 2,3 \cdot 0,06 = 138 \text{ mA}$$

$$\frac{U_{sek}}{U} = 0,94 \quad U_{sek} = 0,94 \cdot 220 = 207 \text{ Volt.}$$

hinzu kommen 11 V für die Vorspannung, so daß $207 + 11 = 218 \text{ V}$ benötigt werden.

$$\frac{I_{pr}}{I} = 3,8 \quad I_{pr} = 3,8 \cdot 0,06 = 228 \text{ mA.}$$

Da wir ein Übersetzungsverhältnis

$$\bar{u} \approx \frac{U_{sek}}{U_{pr}} \approx \frac{218}{210} \approx 1,98 \text{ bekommen,}$$

erhöht sich der Primärstrom zu

$$I_{pr} \cdot \bar{u} \approx 228 \cdot 1,98 \approx 450 \text{ mA.}$$

Der Drahtdurchmesser nach Abb. 10 ist

a) für Primär 450 mA $d = 0,40 \text{ mm } \varnothing$

b) für Sekundär 138 mA $d = 0,23 \text{ mm } \varnothing$.

Die Windungszahlen errechnen sich zu

a) für Primär $110 \text{ V } n_{pr} = 5,62 \cdot 110 \text{ V} = 618 \text{ Windungen.}$

b) für Sekundär $218 \text{ V } n_{sek} = 5,62 \cdot 218 \text{ V} = 1228 \text{ Windungen}$

so daß wir folgende Widerstände nach Abb. 11 bestimmen können:

a) für Primär $R_{prk} = 11,9 \text{ Ohm, damit } R_{prw} = 14 \text{ Ohm}$

b) für Sekundär $R_{sek k} = 89 \text{ Ohm, damit } R_{sek w} = 107 \text{ Ohm.}$

Hieraus ist der Transformator-Innenwiderstand im betriebswarmen Zustand

$$R_{IT} = 14 \cdot 1,98^2 + 107 = 162 \text{ Ohm.}$$

Eingesetzt war in der Hauptrechnung ein Widerstand mit 153 Ohm . Der Unterschied liegt unter 10% , so daß eine weitere Rechnung mit dem neuen Wert nicht erforderlich erscheint.

Folgende gerechnete und Meßwerte seien gegenübergestellt:

	gerechnet	gemessen	
Primärspannung	U_{pr}	110	110 Volt
Primärstrom	I_{pr}	450	440 mA
Sekundärstrom	I_{sek}	138	130 mA
Gleichspannung	$U =$	220	219 Volt
Gleichstrom	$I =$	60	60 mA
Primärwiderstand	R_{prk}	11,9	11,65 Ohm
Sekundärwiderstand	$R_{sek k}$	89	87 Ohm

2. Brückenschaltung

Beispiel: Eine Gleichspannung $U = 180 \text{ Volt}$ bei einer Gleichstromentnahme $I = 40 \text{ mA}$ wird benötigt. Der Ladekondensator C_L betrage $32 \mu\text{F}$, Netzanschluß 220 Volt .

Wie muß der Gleichrichter-Transformator berechnet werden und welche Spannungs- und Stromwerte sind erforderlich, wenn wir die Brückenschaltung verwenden wollen?

Nach Abb. 3 finden wir hierfür den passenden Rundfunkgleichrichter SSR 250/60 B. Die Schwellenspannung erhalten wir aus der Abb. 1 mit $u_s = 12 \text{ Volt}$ und den mittleren Innenwiderstand des Gleichrichters $R_{IR} = 67 \text{ Ohm}$.

Der Außenwiderstand ist

$$R_a = \frac{U}{I} = \frac{180}{0,04} = 4500 \text{ Ohm}$$

und entsprechend die Gleichstromleistung des Verbrauchers

$$N = U = I = 180 \text{ V} \cdot 0,04 \text{ A} = 7,2 \text{ W.}$$

Vorausberechnung.

Der Transformatoren-Innenwiderstand ist nach Abb. 8a für 7,2 Watt und 180 Volt $\approx 800 \text{ Ohm}$. Wir nehmen absichtlich den Widerstand mal mit 500 Ohm an, um zu zeigen, daß wir auch mit diesem Wert zum richtigen Ergebnis gelangen. Somit wird der Innenwiderstand der Anlage

$$R_1 = R_{1r} + R_{1T} = 67 + 500 = 567 \text{ Ohm.}$$

Das Widerstandsverhältnis ist der Ausgangspunkt unserer Berechnung. Also:

$$\frac{R_a}{R_1} = \frac{4500}{567} = 7,94.$$

Mit diesem Wert erhalten wir in Abb. 9 folgende Verhältnisse:

$$1. \frac{N_T}{N} = 1,57, \quad \text{damit wird } N_T = 7,2 \cdot 1,57 = 11,3 \text{ VA}$$

$$2. \frac{I_{sek}}{I} = 1,58 \quad I_{sek} = 0,04 \cdot 1,58 = 63 \text{ mA}$$

$$3. \frac{U_{sek}}{U} = 0,99 \quad = 180 \cdot 0,99 = 179 \text{ V}$$

Hierzu kommt die 12 Volt, die der Transformator auch mit aufbringen muß. Damit erhöht sich die Sekundärtransformatorspannung auf $179 + 12 = 191 \text{ V}$.

$$4. \frac{I_{pr}}{I} = 1,82 \quad I_{pr} = 0,04 \cdot 1,82 = 73 \text{ mA.}$$

Diese Werte gelten für ein Übersetzungsverhältnis 1 : 1.

Das Übersetzungsverhältnis ist aber

$$\ddot{u} \approx \frac{U_{sek}}{U_{pr}} \approx \frac{191}{220} \approx 0,87.$$

Dadurch ändert sich der Primärstrom zu

$$I_{pr} \approx 73 \text{ mA} \cdot 0,87 \approx 63 \text{ mA.}$$

Nach Tabelle 2 ist für M-Kerntypen für 11,3 VA der Blechschnitt $M 55 = 12 \text{ VA}$ zu entnehmen. Damit erhalten wir

$$\text{mittlere Windungslänge } l_{m1} = 9,80 \text{ cm}$$

$$\text{Stromdichte bei } j \approx 60^{\circ} \text{ J} = 4,8 \text{ A/mm}^2$$

$$\text{Windungszahl/Spannung } n/U = 12,18 \text{ Wdg/V}$$

$$\text{Windungszahl für } 220 \text{ V } n_{pr} = 2680 \text{ Wdg.}$$

5. Mit der Stromdichte $j = 4,8 \text{ A/mm}^2$ finden wir in Abb. 10 die zugehörigen Drahtdurchmesser.

Für Primär 63 mA ist $d = 0,13 \text{ mm } \varnothing$.

Für Sekundär 63 mA ist $d = 0,13 \text{ mm } \varnothing$.

6. Windungszahlen.

Aus Tabelle 2 sind für die Primärspannung 220 Volt 2680 Windungen erforderlich. Für die Sekundärspannung $U_{sek} = 191 \text{ Volt}$ ergibt sich

$$n_{sek} = 12,18 \cdot 191 = 2320 \text{ Windungen.}$$

7. Transformator-Innenwiderstand.

Nach der Formel (13) bzw. nach Abb. 11 ist der Wicklungswiderstand (bei Raumtemperatur)

$$R_{prk} = \frac{22 \cdot 9,80 \cdot 2680}{10^3 \cdot 0,13^2} = 342 \text{ Ohm;}$$

damit ist der Wicklungswiderstand im Betriebszustand

$$R_{prw} = 342 \cdot 1,2 = 410 \text{ Ohm.}$$

Für die Sekundärwicklung ergibt sich analog:

$$R_{\text{sek k}} = \frac{22 \cdot 12,10 \cdot 2320}{10^3 \cdot 0,13^2} = 366 \text{ Ohm}$$

und

$$R_{\text{sek w}} = 366 \cdot 1,2 = 440 \text{ Ohm.}$$

Somit läßt sich der Innenwiderstand nach der Formel (2) berechnen. Es ist

$$R_{\text{IT}} = R_{\text{pr}} \cdot \bar{u}^2 + R_{\text{sek}} = 310 + 440 = 750 \text{ Ohm.}$$

Angenommen war ein Widerstand $R_{\text{IT}} = 500 \text{ Ohm}$. In der folgenden Hauptrechnung wird dieser verbesserte Wert eingesetzt. (Also bereits nach der ersten Vorausberechnung beträgt der Innenwiderstand 750 Ohm, der dem nach Abb. 8a bestimmten Widerstand von 800 Ohm sehr nahekommt.)

Hauptrechnung.

$$\frac{R_a}{R_i} = \frac{4500}{750 + 67} = 5,5$$

und damit erhalten wir aus Bild 9 die verbesserten Werte:

$$1. \frac{N_T}{N_-} = 1,61 \quad \text{somit } N_T = 7,2 \cdot 1,61 = 11,6 \text{ VA}$$

$$2. \frac{I_{\text{sek}}}{I_-} = 1,51 \quad I_{\text{sek}} = 0,04 \cdot 1,51 = 61 \text{ mA}$$

$$3. \frac{U_{\text{sek}}}{U_-} = 1,07 \quad U_{\text{sek}} = 180 \cdot 1,07 = 192 \text{ V.}$$

Hinzu kommt die Schwellenspannung $u_s = 12 \text{ V}$, somit ist $U_{\text{sek}} = 204 \text{ Volt}$.

$$4. \frac{I_{\text{pr}}}{I_-} = 1,74 \quad I_{\text{pr}} = 0,04 \cdot 1,74 = 70 \text{ mA.}$$

Da

$$\bar{u} \approx \frac{204}{220} \approx 0,93 \text{ ist,}$$

verringert sich der Primärstrom zu

$$I_{\text{pr}} \approx 0,93 \cdot 70 \text{ mA} \approx 65 \text{ mA.}$$

5. Weil sich der Primärstrom etwas erhöht hat, ist der Drahtdurchmesser nach Abb. 10 für

$$I_{\text{pr}} = 65 \text{ mA und } j = 4,8 \text{ A/mm}^2$$

$$d = 0,14 \text{ mm } \varnothing.$$

6. Windungszahlen.

1. Primär bleibt unverändert!

2. Sekundär ist

$$n_{\text{sek}} = 12,18 \cdot 204 \text{ V} = 2480 \text{ Windungen.}$$

7. Transformator-Innenwiderstand.

$$1. R_{\text{pr k}} = \frac{22 \cdot 9,80 \cdot 2680}{10^3 \cdot 0,14^2} = 294 \text{ Ohm, damit } R_{\text{pr w}} = 352 \text{ Ohm}$$

$$2. R_{\text{sek k}} = \frac{22 \cdot 12,10 \cdot 2480}{10^3 \cdot 0,13^2} = 392 \text{ Ohm, damit } R_{\text{sek w}} = 470 \text{ Ohm;}$$

hieraus errechnet sich der Innenwiderstand zu

$$R_{\text{IT}} = 303 + 470 = 773 \text{ Ohm.}$$

Angenommen war in der Hauptrechnung ein Widerstand von 750 Ohm. Der Unterschied ist gering, so daß wir die Rechnung mit dem neuen Wert nicht fortzusetzen brauchen.

Es ergeben sich nun zum Vergleich folgende gerechnete und gemessene Werte, deren Genauigkeit in der Praxis ohne weiteres genügen wird.

	gerechnet	gemessen	
Primärspannung U _{pr}	220	220	Volt
Primärstrom I _{pr}	65	68	mA
Sekundärstrom I _{sek}	61	63	mA
Gleichspannung U ₌	180	184	Volt
Gleichstrom I ₌	40	40	mA
Primärwiderstand R _{pr k}	294	292	Ohm
Sekundärwiderstand R _{sek k}	392	383	Ohm

3. Beispiel: Siebdrossel für Beispiel 2

Wollen wir für unser zweites Beispiel ein Siebglied mit einer Induktivität $L = 15 \text{ H}$ bei einer Gleichstrombelastung $I_{=} = 40 \text{ mA}$ und einem Siebkondensator $C_S = 32 \mu\text{F}$ vorsehen, so erhalten wir folgende Werte nach Abb. 12:

Für eine Induktivität $L = 15 \text{ H}$
 und einen Gleichstrom $I_{=} = 40 \text{ mA}$
 ist die erforderliche Kerngröße M 55
 der Drahtdurchmesser $d = 0,15 \text{ mm } \varnothing$
 die Windungszahl $n = 6400 \text{ Wdg.}$

Der Widerstand errechnet sich nach Formel (13)

$$R_D = \frac{22 \cdot 11 \cdot 6400}{10^4 \cdot 0,15^2} = 690 \text{ Ohm.}$$

11,0 ist nach Tabelle 2 die mittlere Windungslänge l_{m2} in cm.

Damit wird der Spannungsabfall an der Drossel

$$U_D = I_{=} \cdot R_D = 0,04 \cdot 690 = 28 \text{ Volt.}$$

Dem Verbraucher geht dieser Spannungsabfall verloren, so daß ihm

$$180 \text{ V} - 28 \text{ V} = 152 \text{ Volt}$$

verbleiben.

4. Beispiel: Brückenschaltung mit Siebglied

Eine Gleichspannung $U_{=} = 150 \text{ V}$ bei einer Gleichstromentnahme $I_{=} = 40 \text{ mA}$ wird benötigt. Lade- und Siebkondensatoren sind je $32 \mu\text{F}$. Gesucht werden bei Brückenschaltung

1. Typengröße der Drossel mit einer angenommenen Induktivität $L = 15 \text{ H}$
2. Größe des Trockengleichrichters
3. Typengröße des Transformators bei Netzanschluß 220 V.

Nach Abb. 12 erhalten wir für eine Induktivität $L = 15 \text{ H}$ und einen Gleichstrom $I_{=} = 40 \text{ mA}$ die Typengröße der Drossel

mit M 55,

Drahtdurchmesser $d = 0,15 \text{ mm } \varnothing$

Windungszahl $n = 6400 \text{ Wdg.}$

Aus Tabelle 2 ist die mittlere Windungslänge $l_{m2} = 11,0 \text{ cm}$, und somit erhalten wir nach Formel (13) den Wicklungswiderstand der Drossel

$$l_{m2} R_D = \frac{22 \cdot 11 \cdot 6400}{10^4 \cdot 0,15^2} = 690 \text{ Ohm}$$

und den Spannungsabfall an der Drossel

$$U_D = I_{=} \cdot R_D = 0,04 \cdot 690 = 28 \text{ Volt.}$$

Der Verbraucher benötigt eine Gleichspannung von 150 Volt. Der Spannungsabfall an der Drossel muß aber vom Gleichrichter auch mit aufgebracht werden, so daß die gesamte benötigte Gleichspannung beträgt:

$$U_{\text{=}} = 150 \text{ V} + 28 \text{ V} = 178 \text{ V.}$$

Der Außenwiderstand ist demnach

$$R_a = \frac{U_{\text{=}}}{I_{\text{=}}} = \frac{178}{0,04} \approx 4500 \text{ Ohm}$$

und entsprechend die aufzubringende Gleichstromleistung

$$N_{\text{=}} = U_{\text{=}} \cdot I_{\text{=}} = 178 \cdot 0,04 = 7,1 \text{ W.}$$

Vorausberechnung

(Siehe Beispiel 2, Brückenschaltung! Der Rechnungsgang ist genau der gleiche.)

Zusammenfassung

Die Arbeit befaßt sich mit dem Aufbau und den Vorteilen des neuen Trockengleichrichters. In übersichtlicher Weise werden die notwendigen technischen Daten des Gleichrichters gebracht, so daß der Gleichrichter-Transformator und die Drossel mit Hilfe grafischer Tafeln berechnet werden können. Für die Einweg- und die Brückenschaltung werden je ein Beispiel durchgerechnet und die Ergebnisse der Rechnung mit den Meßwerten verglichen. Für den Fall, daß eine Drossel benutzt wird, folgen zwei weitere verkürzte Beispiele. Auf die Siebwirkung wird nicht näher eingegangen, sie wird in einer späteren Arbeit behandelt werden.

Schrifttum

- R. Feldtkeller: Spulen und Übertrager, Teil I Spulen, Hirzel-Verlag, Stuttgart, 1949.
- J. Kammerloher: Hochfrequenztechnik, Band III, 2. Auflage, Winter-Verlag, Leipzig, 1943.
- R. Kühn: Der Kleintransformator, Winter-Verlag, Füssen, 1949.
- R. Kühn: Die günstigste Stromdichte in Kleintransformatorenwicklungen, Eigenverlag, 1948.
- H. Verse: Kurze Einführung in die Theorie der Gleichrichter mit Pufferkondensatoren ETZ, 1948, Heft 1.

Über Stückprüfungen von Schwerhörigengeräten

Mitteilung aus dem Laboratorium der BLAUPUNKT-Werke G. m. b. H.,
Darmstadt

Die serienmäßige Herstellung von Hörhilfen erfordert eine sorgfältige Prüfung, um zu gewährleisten, daß die Eigenschaften jedes Gerätes den Forderungen entsprechen, die vom Abnehmer gestellt werden. Während in Deutschland bisher noch keine allgemeingültigen Vorschriften für Schwerhörigengeräte erlassen wurden, stellen einige Exportländer mehr oder weniger ausführliche Bedingungen, deren Einhaltung die Voraussetzung für eine Zulassung der Hörhilfe ist. Diese Vorschriften beziehen sich in erster Linie auf die Größe und den Frequenzgang der akustischen Gesamtverstärkung. Über die Anordnung und Durchführung derartiger Prüfungen wurde in zwei früheren Arbeiten an dieser Stelle berichtet [1, 2]. Hierbei war im wesentlichen von der ausführlichen Durchmessung kompletter Hörgeräte ausgegangen worden (Typenprüfung). Für die laufende Fabrikation kommen jedoch derartige umfassende Messungen nur als Stichprüfungen in Betracht. Im normalen Prüffeld-Durchlauf werden dagegen zweckmäßig die einzelnen Bauteile vor der Zusammenstellung zum Gesamtgerät gemessen. Derartige „Stückprüfungen“ sollen im folgenden näher betrachtet werden, wobei insbesondere an „elektronische“ Hörhilfen gedacht ist.

Wie unten näher ausgeführt, lassen sich die Eigenschaften des Gesamtgerätes, insbesondere die akustische Gesamtverstärkung und deren Frequenzgang, aus den Messungen an den Komponenten ermitteln. Dies Verfahren ist besonders auch im Entwicklungslaboratorium mit Vorteil anwendbar.

I. Teilmessungen

Es sollen hier nicht die fabrikatorischen Prüfungen von Einzelteilen, wie z. B. Röhren, Widerständen, Kondensatoren, Kontakten usw., behandelt werden, sondern die Messungen an den 3 Hauptbestandteilen einer Hörhilfe, nämlich Mikrofon, Verstärker und Hörer.

1. Mikrofon:

Die für das Arbeiten eines Mikrofones maßgebende Größe ist die Empfindlichkeit, d. h. die bei einem bestimmten Eingangsschalldruck abgegebene Spannung, gemessen in Millivolt je Mikrobar [$\text{mV}/\mu\text{b}$]. Die Messung dieser Größe kann entweder im freien Schallfeld oder nach dem Druckkammer-Verfahren erfolgen. Die erstere Methode ist für ein Prüffeld, das größere Stückzahlen gleichartiger Mikrofone messen muß, ziemlich ungeeignet, so daß derartige Prüfungen besser auf einer

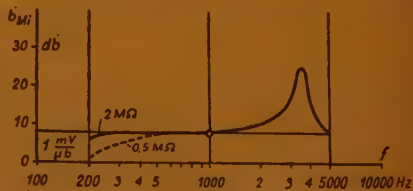


Abb. 1 Übertragungskurve eines Kristallmikrofones

Druckkammer vorgenommen werden. Die Meßanordnung ist in [1] näher beschrieben (vgl. [1] Abb. 3).

Um die Empfindlichkeitskurve eines Mikrofons aufzunehmen, wird dieses an Stelle des ganzen Hörgerätes mit einer Dichtung auf die Druckkammer aufgesetzt und unmittelbar an einen linearen (oder logarithmischen) Verstärker angeschlossen, dessen

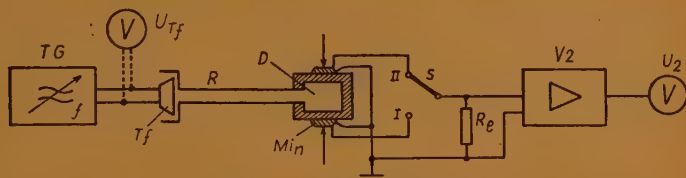


Abb. 2 Mikrofon-Prüfanordnung

Eingangsscheinwiderstand dem des später anzuschließenden Verstärkers entsprechen muß. Die Ausgangsspannung U_2 bei konstant gehaltenem Schalldruck p_1 ist dann ein Maß für die Empfindlichkeit des Mikrofons:

$$e_{Mi} [\text{mV}/\mu\text{b}] = \frac{U_2 [\text{V}]}{v_2' \cdot p_1 [\mu\text{b}]} \cdot 10^3, \quad (1)$$

wobei v_2' der Spannungsverstärkungsfaktor des Verstärkers V2 ist. Im logarithmischen Maß erhält man das „Übertragungsmaß“ des Mikrofons:

$$b_{Mi} [\text{db}] = 20 \log U_2 [\text{V}] - 20 \log p_1 [\mu\text{b}] - v_2 [\text{db}] + 60 \text{ db} \quad (2)$$

mit dem Nullpunkt $0 \text{ db} \triangleq 1 \text{ mV}/\mu\text{b}$.

Die Darstellung

$$b_{Mi} [\text{db}] = \varphi(f) \quad (3)$$

ist dann die Übertragungskurve des Mikrofons. Abb. 1 zeigt ein Beispiel für den Frequenzgang eines Kristallmikrofones mit verschiedenen Abschlußwiderständen.

In Abwandlung der in [1] beschriebenen Meßeinrichtung zeigt Abb. 2 eine Anordnung, die zum Vergleich von zwei gleichartigen Mikrofonsen besonders geeignet ist.

An Stelle des Meßmikrofones MM tritt hier das als Sollnormal verwendete Mikrofon Mi_n von gleicher Type wie das zu prüfende Mikrofon Mi . Durch den Umschalter S kann der Eingang des Verstärkers V2 entweder an das eine oder an das andere Mikrofon gelegt werden. In Schalterstellung I wird eine bestimmte Ausgangsspannung U_2 durch Verändern der Telefonspannung an TG eingestellt. Die Anzeige U_2 bei Schalterstellung II zeigt dann, ob das Mikrofon Mi die gestellte Toleranzforderung erfüllt¹⁾.

Dies wird bei mehreren Frequenzen, z. B. 300, 1000, 2000 Hz und bei der Resonanzfrequenz von Mi_n durchgeführt. Wird bei genügend großem Schalldruck p_1 (etwa 30 ... 40 db über Raumgeräuschpegel) gearbeitet, so genügt eine relativ geringe akustische Abschirmung der Apparatur.

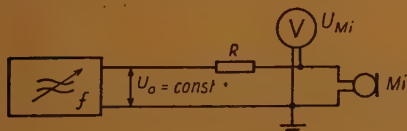


Abb. Anordnung zur Bestimmung der Mikrofonresonanz

¹⁾ Man könnte auch die beiden Mikrofone in die Zweige einer Brücke legen und den Spannungsvergleich durch Abgleichen der Brücke (evtl. mit Phasenschieber) vornehmen. Man erhält so eine Umkehrung des Lichteschen Telefon-Kompensators.

Da dies Verfahren infolge der starken Schwankungen des Schalldruckes p_1 bei konstanter Erregungsspannung U_{Ti} nicht gestattet, die Resonanzlage des Mikrofons M_i durch einfaches Durchdrehen der Frequenz zu ermitteln, kann zu deren Bestimmung z. B. die Rückwirkung auf den Scheinwiderstand des Mikrofons ausgenutzt werden, siehe Abb. 3.

Das Mikrophon M_i wird über einen Widerstand R , dessen Wert in der Größenordnung der Mikrofonimpedanz bei tiefen Frequenzen liegt, an eine konstante Spannung U_0 gelegt. Wird die Frequenz f verändert und die am Mikrophon liegende Spannung beobachtet, so zeigt U_{M_i} bei der Resonanzfrequenz ein Minimum. Der absolute Wert

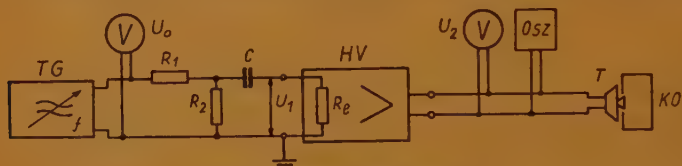


Abb. 4. Verstärker-Prüfanordnung

von U_{M_i} ist gleichzeitig ein Maß für den Mikrofoncheinwiderstand, seine Änderung bei Resonanz ein Maß für die Resonanzüberhöhung.

2. Verstärker:

Während für die Prüfung der kompletten Hörhilfe die wichtigste Messung die der akustischen Verstärkung v_{ak} ist, ist bei der Messung des Verstärkers für sich die elektrische Verstärkung zwischen Eingangsspannung U_1 (Mikrofonklemmen) und Ausgangsspannung U_2 (Telefonklemmen) zu bestimmen:

$$v_{el} [db] = 20 \log \frac{U_2}{U_1} = \varphi(f) \quad (4)$$

Die Messung des Verstärkungsgrades erfolgt z. B. in einer Anordnung nach Abb. 4:

Die Eingangsklemmen des Verstärkers (Mikrofon abgetrennt) werden über einen Kondensator C an einen Spannungsteiler R_1/R_2 gelegt, der die Ausgangsspannung U_0 des Tongenerators um einen bekannten Betrag herabsetzt. Die Spannung $U_1 = \text{const}$ ist so groß zu wählen, daß der Hörverstärker HV noch nicht übersteuert wird. Der Kondensator C muß so groß sein, daß $\frac{1}{\omega C} \ll R_e$ ($\omega = 2\pi f_{\min} = 2\pi \cdot 200 \text{ s}^{-1}$), da der Einfluß von R_e auf den Frequenzgang des Gesamtgerätes bereits durch die Messung des Mikrofons (siehe 1) erfaßt wurde.

Die Ausgangsspannung U_2 ist parallel zu dem angeschlossenen Hörer T zu messen, um für alle Frequenzen den Abschlußwiderstand zu haben, der dem praktischen Betrieb entspricht. Aus diesem Grunde muß der Hörer auch akustisch richtig belastet werden, indem er auf das Künstliche Ohr KO aufgesetzt wird. Der Ausgangsspannungsmesser muß natürlich hochohmig gegenüber der Hörerimpedanz sein.

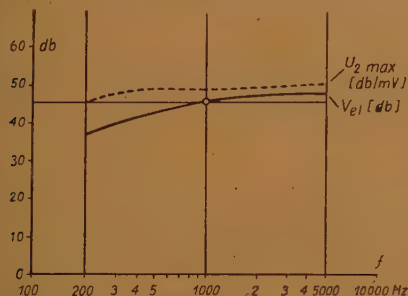
Außer dem Frequenzgang der elektrischen Verstärkung nach Gl. (4) mißt man zweckmäßig noch die jeweils maximal erreichbare unverzerrte Ausgangsspannung

$$U_{2\max} [db] = \varphi(f), k \approx 10\%, \quad (5)$$

wobei als Nullpegel z. B. 0 db \triangle 1 mV gewählt wird. Um die umständliche Klirrfaktormessung zu umgehen, genügt es für die Praxis, U_1 jeweils soweit zu erhöhen, bis sich im oszillografischen Bild von u_2 Verzerrungen wahrnehmbar machen.

Abb. 5 zeigt ein Beispiel einer derartigen Verstärkermessung:

Die Stückprüfung von Hörverstärkern erfordert auf jeden Fall ein **A b h ö r e n**. Hierzu wird das zugehörige Mikrofon angeschlossen und der Verstärker mit dem Hörer belastet. Würde man nun diesen bei voller Verstärkung und einem Eingangspegel von etwa 60 phon unmittelbar abhören, so würde das bei einem Ausgangspegel geschehen, der für den Normalhörigen schon recht unangenehm ist (> 90 phon). Man verwendet daher zweckmäßig eine Anordnung nach Abb. 6:



Links: Abb. 5 Übertragungskurve eines Hörverstärkers mit Magnethörer-Ausgang

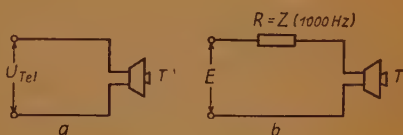


Abb. 7 Hörermessung a) bei konstanter Spannung b) bei „konstanter Leistung“

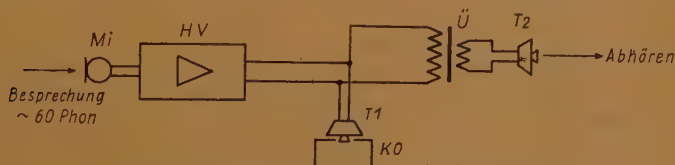


Abb. 6. Anordnung zum Abhören von Hörverstärkern

Der unmittelbar an den Verstärkerausgang angeschlossene Hörer T1 wird zwecks richtiger akustischer Belastung auf das Künstliche Ohr KO gesteckt. Parallel zu diesem Hörer T1 wird über einen Übertrager \ddot{U} (oder einen Spannungsteiler) ein zweiter Hörer T2 gleicher Art angeschlossen, der zum Abhören dient. Das Übersetzungsverhältnis des Übertragers wird so gewählt, daß die von T2 abgegebene Lautstärke um z. B. 20 oder 40 db unter der von T1 erzeugten liegt. Die zusätzliche Belastung des Verstärkerausganges durch $\ddot{U} + T2$ ist dann bei richtiger Anpassung zu vernachlässigen.

An Stelle des Besprechens über das Mikrofon kann für die prüffeldmäßige Kontrolle auch eine Beaufschlagung des Verstärkers durch Schallplatte und Tonabnehmer treten.

3. Hörer:

a) Luftleitungshörer:

Die maßgebende Größe ist die Empfindlichkeit, d. h. der bei einer bestimmten elektrischen Beaufschlagung im Künstlichen Ohr (siehe [1], Abb. 4) er-

zeugte Schalldruck. Je nachdem, ob man bei konstanter angelegter Spannung oder bei konstanter zugeführter Leistung mißt (vgl. Abb. 7), gibt man die Empfindlichkeit in Mikrobar je Volt (bzw. je Millivolt für Magnethörer) oder in $(\mu b)^2$ je Milliwatt an [3]:

$$e_U [\mu b/V] = \frac{p [\mu b]}{U_{Tel} [V]} \quad \text{für } U = \text{const}, \quad (6)$$

$$e_N [\mu b^2/mW] = \frac{(p [\mu b])^2}{(E[V])^2/4 R [\Omega]} \cdot 10^{-3} \quad \text{für } N = \text{const.}^2) \quad (6a)$$

Hierbei wird R gleich der Größe des Scheinwiderstandes des Hörers bei $f = 1000$ Hz gemacht²⁾.

In logarithmischer Darstellung erhält man die „Übertragungsmaße“ des Hörers

$$b_U [db] = 20 \log p [\mu b] - 20 \log U_{Tel} [V \text{ bzw. mV}] \quad \text{für } U = \text{const} \quad (7)$$

mit dem Nullpunkt $0 \text{ db} \triangleq 1 \mu b/V$ bzw. $1 \mu b/mV$ und

$$b_N [db] = 20 \log p [\mu b] - 10 \log \frac{(E[V])^2}{4 R [\Omega]} - 30 \text{ db} \quad \text{für } N = \text{const} \quad (7a)$$

mit dem Nullpunkt $0 \text{ db} \triangleq 1 \mu b^2/mW$.²⁾

Um die Übertragungskurven von Hörern aufzunehmen, verwendet man z. B. eine Anordnung nach Abb. 8.

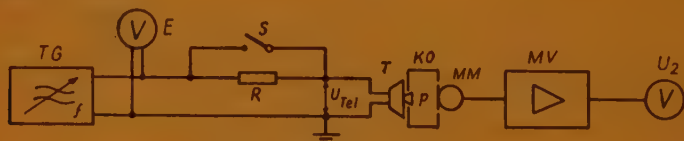


Abb. 8 Hörer-Prüfanordnung

Der zu untersuchende Hörer T wird über den Vorwiderstand $R = Z_{(1000 \text{ Hz})}$ an den Tongenerator TG angeschlossen, dessen Ausgangsspannung E konstant gehalten wird (bei niederohmigen Telefonen zweckmäßig über einen Spannungsteiler mit $R_{Ausg} \ll Z$). Mittels des Meßmikrofons MM wird über den Meßverstärker MV der im Künstlichen Ohr KO erzeugte Schalldruck p gemessen. Ist hierbei der Schalter S offen, so erhält man die Empfindlichkeit bei „konstanter Leistung“; bei geschlossenem Schalter S wird R kurzgeschlossen, es ist $U_{Tel} = E$ und man mißt bei konstanter Spannung.

Beispiele für die beiden Kurven

$$b_U [db] = \varphi(f) \quad \text{für } U = \text{const}, \quad (8)$$

$$b_N [db] = \varphi(f) \quad \text{für } N = \text{const} \quad (8a)$$

eines elektromagnetischen Luftleitungshörers mit $Z_{1000 \text{ Hz}} = 50 \Omega$ sind in Abb. 9 dar-

²⁾ Da der Scheinwiderstand des Hörers sich in Abhängigkeit von der Frequenz ändert, gilt $N = \text{const}$ für $E = \text{const}$ nur angenähert; jedoch ist diese Art der Definition allgemein üblich. Wegen der immer vorhandenen Blindkomponente wäre außerdem die Angabe der Bezugsgröße in $[mVA]$ statt $[mW]$ richtiger.

gestellt. Dabei ist der Nullpegel für b_U mit $0 \text{ db} \triangleq 1 \mu\text{b/mV}$ angegeben. Hier gilt dann für $N = 1 \text{ mW}$:

$$E = \sqrt{4 R \cdot N} = \sqrt{4 \cdot 50 \Omega \cdot 10^{-3} \text{ W}} = 0,447 \text{ V}, \quad (9)$$

d. h. der dargestellte Wert von b_N bei 1000 Hz muß um $20 \log \frac{447}{2} = 47 \text{ db}$ über b_U liegen. (Wegen des induktiven Charakters der Hörerimpedanz liegt dann die Kurve für b_N bei tiefen Frequenzen niedriger, bei Frequenzen über 1000 Hz höher als die um 47 db nach oben verschobene Kurve für b_U .) In Abb. 9 ist die Ordinatenachse außer mit dem Nullpunkt bei $1 \mu\text{b}$ noch mit einer Beschriftung für $0 \text{ db} \triangleq 2 \cdot 10^{-4} \mu\text{b}$ versehen.

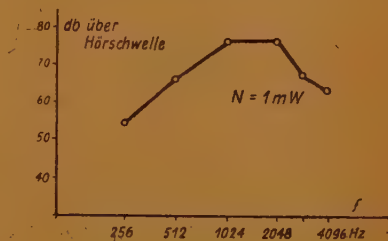
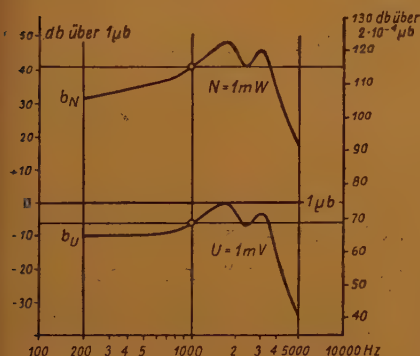


Abb. 10 Übertragungskurve eines Knochenleitungshörers

Links:
Abb. 9 Übertragungskurven eines Magnethörers

Zur Bestimmung des Absolutwertes des Scheinwiderstandes genügt eine einfache Strom-Spannungsmessung. Will man die Wirk- und Blindkomponenten einzeln erfassen, so muß man einen Scheinwiderstandsmesser mit Phasenanzeige verwenden. Für die Serienprüfung von Hörern dürfte die Beobachtung der Änderung der Ausgangsspannung U_2 bei konstant gehaltener EMK E und offenem und geschlossenem Schalter S bei einer oder zwei Frequenzen genügen. Aus den Übertragungskurven werden hierfür nur einige Punkte, z. B. b_U bei 300 Hz, 1000 Hz und den beiden Resonanzspitzen, kontrolliert.

Will man Hörer mit verschiedenen Scheinwiderständen Z untereinander vergleichen, so muß man entweder die Kurven für die gleiche zugeführte Leistung betrachten oder die Kurven für konstante angelegte Spannung auf einen gemeinsamen Wert von U_{Tel}/\sqrt{Z} (bzw. $20 \log U_{\text{Tel}} - 10 \log Z$ in db) bei $f = 1000 \text{ Hz}$ reduzieren.

b) Knochenleitungshörer:

Die objektive Messung der Empfindlichkeit von Knochenleitungshörern bereitet wesentlich größere Schwierigkeiten als die Messung von Luftleitungshörern. Wenn es gelingt, für den Übertragungsmechanismus vom Knochenhörer über das Mastoid auf das Innenohr eine Nachbildung zu schaffen, die den gleichen akustischen Scheinwiderstandsverlauf in Abhängigkeit von der Frequenz zeigt und das gleiche „innere“

Übertragungsmaß besitzt, dann braucht lediglich das Künstliche Ohr der Abb. 8 durch ein solches „Künstliches Mastoid“ ersetzt zu werden. Nach dem bisherigen Stand ist jedoch trotz vieler Ansätze noch keine befriedigende Lösung, die eine Normfestlegung rechtfertigen würde, gefunden [4. 1, 5, 6].

Es erscheint daher folgender Weg angebracht: Für die Stückprüfung von Knochenhörern wird ein Künstliches Mastoid benutzt, das obige Bedingung nur mehr oder weniger angenähert erfüllt (z. B. Gummiblock mit Tonabnehmer), und die über den Meßverstärker gelieferte Ausgangsspannung U_2 mit den Sollwerten verglichen, die an einem als Normal gewählten Musterhörer erhalten werden. Dabei ist der konstante Anpreßdruck so zu wählen, daß er dem in der Praxis vorhandenen Mittelwert entspricht.

Um Absolutwerte zu erhalten, wird das subjektive Verfahren des Lautstärkevergleichs mit einem geeichten Lufthörer (oder auch Knochenhörer) an einem Audiometer angewandt [4.1, 5, 7]: Eine größere Anzahl von normalhörenden Versuchspersonen stellt die Spannung an dem zu untersuchenden Knochenhörer so ein, daß der gleiche Lautstärkeindruck entsteht, wie von dem auf dem anderen Ohr befindlichen Audiometer-Hörer bei einem auf 60 db über Hörschwelle eingestellten Pegel. Hierbei ist darauf zu achten, daß der Raumstörpegel hinreichend niedrig ist (< 20 phon), der Knochenhörer auf dem günstigsten Andruckpunkt bei richtigem Anpreßdruck sitzt (auszuprobieren bei tiefen Frequenzen) und die Umschaltzeiten zwischen Knochenhörer und Audiometer-Hörer symmetrisch sind, da das Ohr unwillkürlich über die Zeit integriert.

Bei der Auswertung muß man, insbesondere beim Vergleich mit Angaben aus fremden Quellen, relativ große Zugeständnisse an die Absolutgenauigkeit machen, da die Streuungen bei „Normalhörenden“ auch bei sorgfältiger Durchführung der Versuche ziemlich groß sind (nach [4. 2] bis zu 40 db!).

Abb. 10 zeigt ein Beispiel einer auf diese Weise gemessenen Übertragungskurve eines elektromagnetischen Knochenhörers für konstante zugeführte Leistung, wobei die Ordinate in db über Hörschwelle (nicht über $p_0 = \text{const} = 2 \cdot 10^{-4} \mu\text{b}$) dargestellt ist

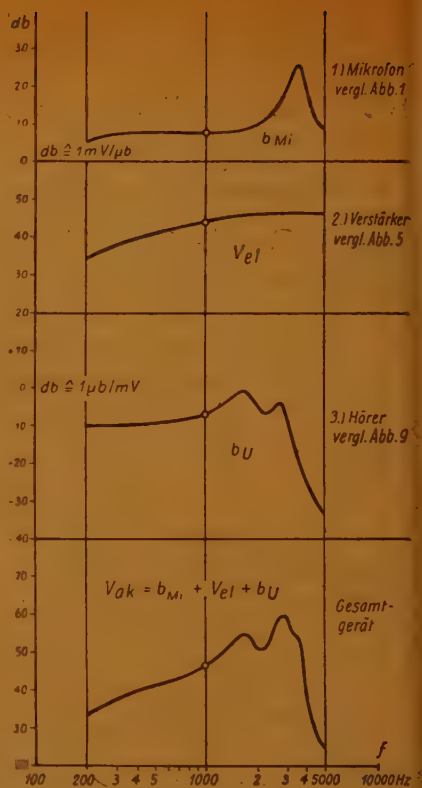


Abb. 11 Resultierende Übertragungskurve einer Hörhilfe, summiert aus den Übertragungskurven der Komponenten

II. Gesamtgerät

Wenn die prüffeldmäßige Kontrolle der Teile einer Hörhilfe nach den in I. dargestellten Verfahren exakt durchgeführt wird, dann muß das Gesamtgerät, bestehend aus der Reihenschaltung Mikrofon—Verstärker—Hörer, auch in Ordnung sein. Es genügt dann, jedes Gerät noch einmal in der endgültigen Zusammenstellung abzuhören und dabei alle Bedienungselemente (Lautstärkeregler, Tonblende, sonstige Schalter) zu betätigen.

Hier soll noch kurz dargestellt werden, wie man aus den Einzelmessungen nach I. 1.) bis 3.) die Übertragungskurve des Gesamtgerätes erhält. Dieses Vorgehen ist vor allem auch in der Entwicklung von Hörhilfen von Vorteil, da man hierdurch einen guten Überblick erhält, wie man gewollte Änderungen der Gesamtfrequenzkurve durch Änderung der Einzelcharakteristiken erreichen kann.

Die akustische Gesamtverstärkung ergibt sich als das Produkt

$$v_{ak}' = e_{Mi} [mV/\mu b] \cdot v_{el}' \cdot e_U [\mu b/mV] \quad (10)$$

bzw. im logarithmischen Maß als Summe

$$v_{ak} [db] = b_{Mi} [db] + v_{el} [db] + b_U [db], \quad (11)$$

wenn b_{Mi} auf $1 mV/\mu b$ und b_U auf $1 \mu b/mV$ bezogen werden.

Abb. 11 gibt eine solche Kombination für $v_{ak} [db] = \varphi(f)$ aus den Übertragungskurven der einzelnen Komponenten wieder.

Führt man derartige Summierungen bei den Geräten durch, deren akustische Gesamtverstärkung als Stichprobe gemessen wird, so erhält man durch den Vergleich beider Kurven eine gute Übersicht über die Verlässlichkeit der benutzten Apparaturen.

Zusammenfassung

Es werden die Messungen an den drei Hauptbestandteilen einer Hörhilfe — Mikrofon, Verstärker, Hörer — betrachtet, wie sie für eine prüffeldmäßige Kontrolle erforderlich sind. Aus der Kombination der Übertragungsmaße dieser Komponenten läßt sich die akustische Gesamtverstärkung der Hörhilfe bestimmen.

Schrifttumsverzeichnis

- [1] F. Müller, Über Messungen an Schwerhörigengeräten. FUNK UND TON 5 (1951) H. 7, S. 361 ff.
- [2] F. Müller, Über Typenprüfungen von Schwerhörigengeräten. FUNK UND TON 5 (1951) H. 8, S. 400 ff.
- [3] American Standards Association, American Standard Method for the Coupler Calibration of Earphones Z 24. 9—1949. Auszug in J. Acoust. Soc. Am. 22 (1950), No. 5, S. 602 ... 608.
- [4] L. A. Watson u. Th. Tolan, Hearing Tests and Hearing Instruments. Baltimore 1949.
[4.1] S. 157 ... 169.
[4.2.] S. 149/50.
- [5] Medical Research Council, Report No. 261 of the Committee on Electro-Acoustics, Hearing Aids and Audiometers. London 1914.
- [9] H. F. Olson, Elements of Acoustical Engineering, 2. Aufl. New York 1947/1949. S. 330 ... 332 und S. 378.
- [7] L. A. Watson, A Manual for Advanced Audiometry. The MAICO Company Inc. 1949. S. 13 bis 17.

Radiowellen und Astronomie

Ihre Kenntnis vom Weltenraum verdankt die Astronomie der Beobachtung der von dorthier kommenden elektromagnetischen Strahlung. Bis vor kurzem kam außer dem sichtbaren Spektrum nur noch das langwellige Ultrarotgebiet für diese Zwecke in Betracht, da andere Wellenlängen von atmosphärischen Gasen und Dämpfen absorbiert werden. Radiowellen andererseits sind im Gebiet zwischen $\lambda = 1$ cm bis 20 m Wellenlänge ebenfalls für die Erdatmosphäre durchlässig. Wellen $\lambda < 1$ cm werden von Gasen und Dämpfen absorbiert, während Wellen $\lambda > 20$ m infolge von Reflexion an der Erdionosphäre von der Erde ferngehalten werden.

Es war daher eine äußerst wichtige Entdeckung, als Radiowellen außerirdischen Ursprungs aus der Milchstraße von dem amerikanischen Funkwissenschaftler Karl Jansky [1] im Jahre 1932 beobachtet wurden, die sich im Kurzwellenempfänger als Rauschen bemerkbar machten. Diese hochbedeutsame astrophysikalische Erkenntnis vom Vorhandensein galaktischer Radiowellen fand seinerzeit nur wenig Beachtung, bis während des Krieges von verschiedenen Seiten auch Radiowellen solaren Ursprungs beobachtet wurden. Das eingehendere Studium des „solaren und kosmischen Rauschens“ welches nach Kriegsende im Ausland einsetzte, ergab, daß der Astronomie und Astrophysik hierdurch eine sehr wichtige Methode zur Erforschung kosmischer Räume und Felder erschlossen wurde. Obwohl es im Rahmen dieser Ausführung nicht möglich ist, Einzelheiten der Radioastronomie zu behandeln, sollen doch wenigstens einige grundsätzliche Ergebnisse und Probleme dieses wichtigen Grenzgebietes der Radioforschung erörtert werden.

Die Methode der Radioastronomie

Zur Beobachtung kosmischer und solarer Radiowellen bedient sich die Radioastronomie Radioteleskope. Diese bestehen im wesentlichen aus einer Richtantenne, einem rauscharmen und hochempfindlichen Empfangsgerät und einer Anzeigeapparatur zur automatischen Aufzeichnung der Strahlungsintensität. Die Richtantenne besteht bei Meterwellen gewöhnlich aus Dipolaggregaten, bei Dezi- und Zentimeterwellen aus einem Parabolspiegel, in dessen Brennebene die Dipolantenne oder Hohlleiterantenne angeordnet ist. Bei Zentimeterwellen werden als Empfänger häufig Mikrowellen-Radiometer benutzt, die eine äußerst empfindliche Messung der Strahlungsintensität gestatten.

Zur Ausmessung diskreter Strahlungszentren auf der Sonne oder im galaktischen Raum benutzt die Radioastronomie Teleskope, die auf dem Interferometerprinzip der Optik beruhen. Eine derartige Empfangsanlage veranschaulicht Abb. 1. Das Teleskop besteht aus zwei Dipolaggregaten, die im gegenseitigen Abstand von mehreren Wellenlängen (z. B. 10... 100 Wellenlängen) auf der Erdoberfläche gegenüberstehen und deren Ausgang zu einem gemeinsamen Empfänger führt. Abb. 2 zeigt das Strahlungsdiagramm dieses Richtantennensystems. Befindet sich dieses System in der Richtung der Ost-West-Achse auf der Erde, so tastet das Strahlungsdiagramm den Himmel ab, weil es sich mit der Erde gegen den Himmel dreht. Jede kosmische Radio-

quelle, deren Winkeldurchmesser klein ist gegenüber dem gegenseitigen Abstand benachbarter Minima des Richtdiagramms, macht sich in einer Änderung der dem Empfänger zugeführten Hochfrequenzleistung bemerkbar, die daher periodisch zwischen den Werten null und dem zweifachen Maximalwert einer einzelnen Richtantenne schwankt (Abb. 3). Die vom galaktischen Hintergrund empfangene Strahlung ändert sich dagegen praktisch nicht. Mit derartigen, auf dem Michelsonschen Inter-

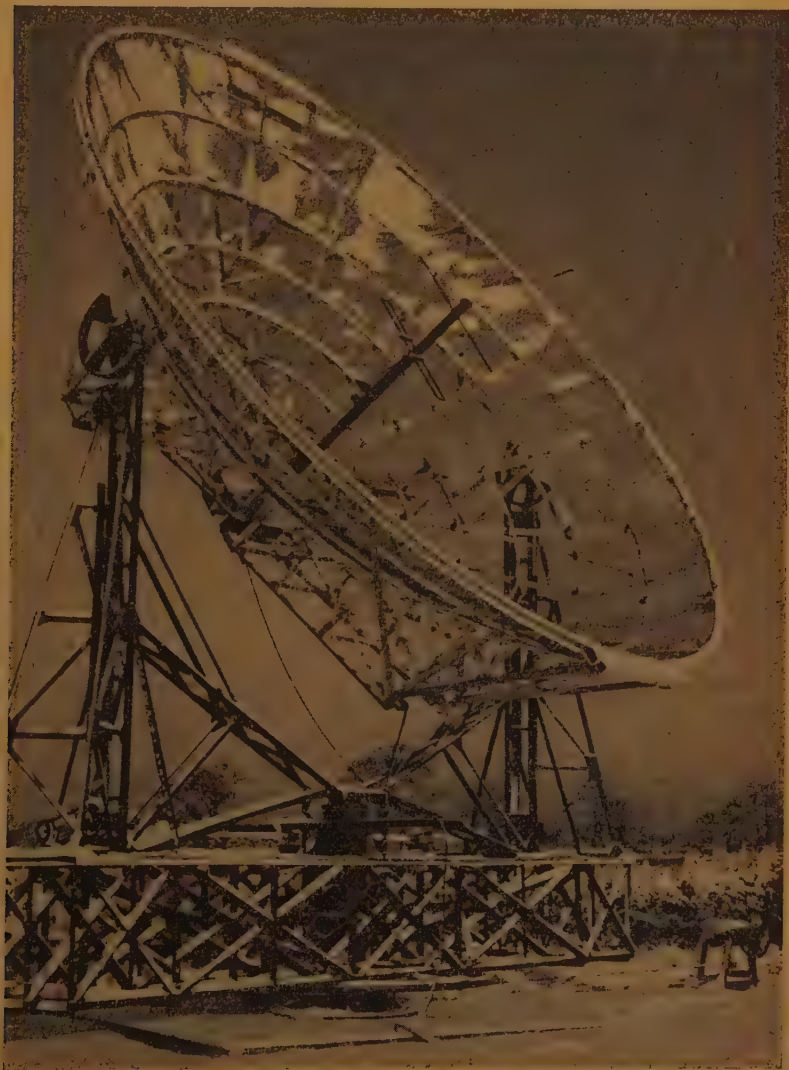


Abb. 1 Radioteleskop für $\lambda = 1,9$ m der Jodrell Bank Station in Cheshire

ferrometerprinzip beruhenden Radioteleskopen lassen sich bei den näher stehenden und größeren Radiosternen die Winkeldurchmesser bestimmen oder diskrete Strahlungsgebiete auf der Sonne lokalisieren, von denen bestimmte Radiowellen emittiert werden.

Solare Radiowellen

Das ultrafrequente Radiospektrum der Sonne ist in den vergangenen Jahren recht eingehend ausgemessen worden. Man unterscheidet:



Abb. 2 Polares Strahlungsdiagramm eines Radioteleskop - Interferometers

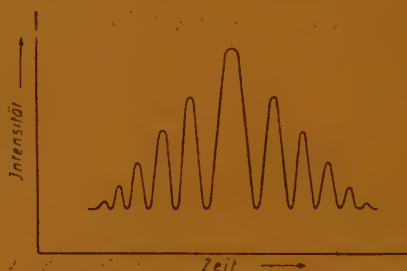


Abb. 3 Intensitätsverlauf im Ausgang des Interferometer-Teleskops beim Durchgang einer diskreten kosmischen Radioquelle durch das Interferenzdiagramm

a) die Strahlung der ungestörten, d. h. fleckenfreien Sonne, die nur unwesentlichen täglichen Änderungen unterliegt (quiet sun),

b) die verstärkte Strahlung, die im Zusammenhang mit größeren Fleckengruppen beobachtet wird und ständigen Änderungen unterworfen ist (enhanced radiation),

c) die Strahlungsausbrüche, die bei großer Sonnenaktivität in Verbindung mit chromosphärischen Eruptionen zustande kommen (bursts and outbursts).

Diese Begriffe sind noch nicht scharf definiert und werden in Zukunft noch manchen Änderungen unterliegen, doch geben sie eine verständliche Charakterisierung der wichtigsten Erscheinungsformen solarer Radiowellen. Abb. 4 zeigt typische Intensitätsverläufe der solaren Radiostrahlung für den Fall a) der fleckenfreien Sonne, und b) bei Anwesenheit von Sonnenflecken auf einer Wellenlänge von $\lambda = 1,7$ m.

Die fleckenfreie Radiostrahlung läßt sich befriedigend als Temperaturstrahlung deuten [2]. In der Korona, jener heißen äußeren Sonnenatmosphäre, sind die Wasserstoffatome fast vollständig in Elektronen und Protonen ionisiert. Im Feld der positiv geladenen Protonen werden die in wildem Tumult durcheinander wirbelnden Elektronen auf hyperbolischen Bahnen abgelenkt und gebremst. Vom Standpunkt der Quantentheorie vollführen die Elektronen „frei-frei Übergänge“ zwischen benachbarten Hyperbel-

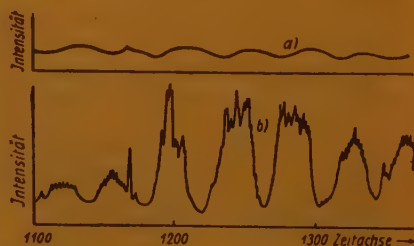


Abb. 4 Solare Radiostrahlung der fleckenfreien Sonne a) und bei Anwesenheit von Sonnenflecken b) auf einer Wellenlänge $\lambda = 1,7$ m. Der wellenförmige Verlauf der Kurven ist durch die bei der Messung verwendete Interferometermethode bedingt [Nach Ryle, Physics Today, 3 (1950) 12]

bahnen. Dabei strahlen sie ihre thermische Energie

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2}kT$$

(k Boltzmannsche Konstante, T absolute Temperatur) in Form eines kontinuierlichen Spektrums aus, dessen Intensität jedoch in eigentümlicher Weise von der Frequenz abhängt. Dieser Sachverhalt rührt daher, daß für das Emissions- und Absorptionsverhalten eines im Sinne des Kirchhoff-Planckschen Gesetzes schwarzen Strahlers, wie es die Korona ist, die „optische Tiefe“ maßgebend ist, d. h. das Produkt aus Absorptionskoeffizient und Schichtdicke. Für ein Elektronen-Protonen-Gas, wie es die Korona darstellt, beträgt die optische Tiefe

$$\tau_f = 7,475 \cdot 10^{-12} \left(\lg \frac{4kT}{hf} - 0,577 \right) \cdot \frac{1}{f^2} \int N_e^2 dr$$

wobei h Plancks Konstante, N_e die Elektronendichte in der Entfernung r vom Sonnenmittelpunkt und f die Frequenz der Welle sind. Die Elektronendichte beträgt in der Äquatorebene

$$N_e(r) = 10^8 \left(\frac{3,00}{r^{16}} + \frac{1,47}{r^6} + \frac{0,034}{r^{2,5}} \right)$$

bei einer Temperatur $T \approx 1,4 \cdot 10^6$ Grad.

Unmittelbar außerhalb des Sonnenrandes ($r=1$) beträgt die Elektronendichte $N_e = 4,5 \cdot 10^8$ freie Elektronen pro cm^3 . Eine derartige Elektronenatmosphäre ist für Lichtwellen durchlässig, für Hertzsche Wellen dagegen undurchlässig. Das Emissions- und Absorptionsvermögen der Korona ist für Meterwellen so groß, daß nur die Strahlung der höchsten Koronaschicht zu uns durchdringt, und wir empfangen daher nahezu „schwarze“ Strahlung entsprechend einer Koronatemperatur von angenähert 10^6 Grad. Die äußeren Schichten der Korona sind im allgemeinen zu dünn, um einen nennenswerten Beitrag an Strahlung zu liefern, und die Strahlung der tieferen Schichten wird von den darüber liegenden absorbiert. Gehen wir aber zu kürzeren Wellen, Dezimeter- und Zentimeterwellen über, so verschiebt sich die strahlende Schicht mehr und mehr gegen die Sonnenoberfläche und erreicht schließlich die Chromosphäre, die nur noch eine Temperatur von der Größenordnung 10^4 Grad aufweist. Mit abnehmender Wellenlänge wird die Korona also immer durchlässiger, und wir empfangen daher bei den kürzesten Radiowellen im wesentlichen die Strahlung der unterhalb der Korona gelegenen Chromosphäre entsprechend einer Temperatur von angenähert 10^4 Grad. Abb. 5 veranschaulicht die Änderung der Strahlungsintensität der fleckenfreien Sonne bei verschiedenen Wellenlängen in Abhängigkeit vom Sonnenmittelpunkt nach Rechnungen Unsölds²⁾. Da Radiowellen um so tieferen Schichten entstammen, je höher ihre Frequenz ist, so läßt sich durch Änderung der Wellenlänge die Sonnenatmosphäre abtasten und ein Modell von ihr entwerfen, welches den bisherigen optischen Modellen überlegen ist.

Der ungestörten Radiofrequenzstrahlung überlagert sich bei Anwesenheit von Sonnenflecken die verstärkte und ständig veränderliche Fleckenstrahlung. Als ein Beispiel für Mikrowellen zeigt Abb. 6 die Variation der solaren Emission auf der Wellenlänge $\lambda = 10$ cm nach Piddington und Hindman [3]. Diese enge Korrelation zu Sonnen-

flecken würde noch bis zu kürzesten Wellen $\lambda \sim 3$ cm beobachtet [4]. Waldmeier und Müller [5] erklären die Fleckenstrahlung bei Mikrowellen durch eine Temperaturstrahlung koronaler Kondensationsgebiete, die also Gebieten der Korona entstammt, an denen sich in der Fotosphäre Sonnenflecken befinden. Da in diesen koronalen Kon-

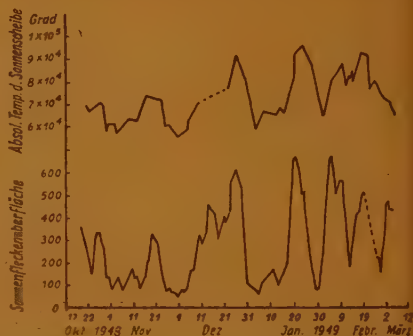
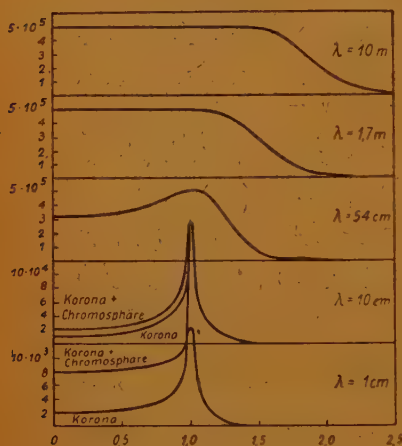


Abb. 6 Radiofrequente Sonnenstrahlung und Sonnenflecken bei einer Wellenlänge $\lambda = 10$ cm [nach Piddington und Hindmann, Austral. J. Sci. Res. A, 2 (1949) 527]

Links:
Abb. 5 Variation der den Strahlungsintensitäten entsprechenden effektiven Sonnentemperatur nach Rechnungen von Unsöld. r ist in Einheiten des Sonnenradius gemessen

densationsgebieten die Elektronendichte und damit die Opazität wesentlich größer ist als in der ungestörten Korona, d. h. auch noch gegenüber Mikrowellen optisch dick sind, so können aus diesen Gebieten Mikrowellen mit Intensitäten von der Größenordnung 10^6 Grad emittiert werden, wie sie zuweilen beobachtet werden.

Eine andere Erklärung der kurzwelligen Fleckenstrahlung haben Lehany und Yabsley [6] gegeben. Die zur Erklärung dieser Komponente in den Gebieten der Sonnenflecken notwendige erhöhte Opazität beruht ihnen zufolge in der Wirkung des kräftigen Magnetfeldes der Sonnenfleck. Die Theorie der Fortpflanzung von Radiowellen in einem ionisierten Medium bei Einwirkung eines Magnetfeldes zeigt, daß sich eine linear polarisierte Welle in eine „außerordentliche Welle“ und eine „ordentliche Welle“ aufspalten, die verschieden polarisiert sind, verschiedene Fortpflanzungsgeschwindigkeit und verschiedene Absorptionseigenschaft besitzen. Nach Lehany und Yabsley bewirkt das Magnetfeld von Sonnenflecken eine Verlagerung des Emissionsgebietes der außerordentlichen Komponente der Mikrostrahlung aus der Chromosphäre in die Korona, d. h. aus solaren Regionen von niedriger Temperatur in Regionen von hoher Temperatur, wodurch eine örtliche Verstärkung der Mikrostrahlung zustande kommt.

In noch anderer Weise erklärt Denisse [7] die Fleckenstrahlung, der sie auf eine gyromagnetische Emission*) der Elektronen im Magnetfeld von Sonnenflecken zurückführt. Auch im Meterwellengebiet beobachtet man eine der thermischen Strahlung

*) Diese Hypothese ist zuerst zur Erklärung solarer m-Wellen von Klepenheuer [Nature 158 (1946) 340] gegeben worden.

überlagerte Komponente, die mit den Sonnenflecken zusammenhängt [8]. Die große Intensität dieser Strahlung schließt einen thermischen Ursprung derselben, wie er für die Emission von Mikrowellen charakteristisch ist, aus. Die Fleckenstrahlung bei Meterwellen ist zirkular polarisiert und verläßt das Gebiet einer Fleckengruppe stark gebündelt innerhalb eines Kegels, dessen Achse radial verläuft und einen halben Öffnungswinkel von etwa 20° aufweist. Radioskopisch kann diese Strahlung daher nur wahrgenommen werden, wenn die betrachtete Fleckengruppe sich in Nähe des Mittelpunktes der Sonnenscheibe befindet. Untersuchungen ergaben, daß die Fleckenstrahlung ihre Polarisationsrichtung umkehrt, sobald die betrachtete Fleckengruppe durch den Zentralmeridian der Sonnenscheibe hindurchwandert.

Eine Erklärung der langwelligen solaren Fleckenstrahlung gründet sich auf den Gedanken, daß das variable Magnetfeld der Sonnenflecken elektrische Felder induziert, die, analog dem Mechanismus im Betatron, die Elektronen beschleunigen und dadurch die solare Atmosphäre gewissermaßen aufheizen. Eine bessere Erklärung beruht in Plasmaschwingungen der Elektronen in der Sonnenkorona, wie sie aus der Physik der Gasentladungen und von gewissen Elektronenröhren her bekannt sind. Die Frequenz dieser Plasmaschwingungen

$$f = \left(\frac{N e^2}{\pi m} \right)^{1/2}$$

hängt in erster Näherung nur von der Elektronendichte im cm^3 und von der Ladung e und Masse m des oszillierenden Teilchens ab. Während die thermische Radioemission auf der ungeordneten Bewegung der Ladungspartikel beruht und proportional ist der Anzahl der Zusammenstöße zwischen Elektronen und Ionen und der bei jedem Zusammenstoß emittierten Strahlung, handelt es sich bei Plasmaschwingungen um eine geordnete Bewegung und kohärente Emission der Ladungspartikel unter Einwirkung elektrischer Felder. Kollisionen zwischen Elektronen und Ionen dämpfen den makroskopischen Strahlungsvorgang bei Plasmaschwingungen, so daß ihre Emission von den Randgebieten des Plasmas ausgeht. Verschiedene Forscher [9] haben gezeigt, daß Plasmaschwingungen über Sonnenflecken durch die Turbulenz der Sonnenatmosphäre angeregt werden können und Meterwellen strahlen. Da die Elektronen hierbei gleichphasig schwingen und strahlen, kann die Strahlungsintensität die schwarze Koronastrahlung um ein Mehrfaches übersteigen. Auch die zirkulare Polarisation dieser Strahlung läßt sich erklären, aber eine strenge Theorie der Erzeugung solarer Radiowellen durch Plasmaschwingungen besteht gegenwärtig noch nicht. Die Vorgänge in Plasmafeldern von Sonnenflecken sind zweifellos sehr viel verwickelter als in Gasentladungs- und Elektronenröhren.

Während Zeiten besonders großer Sonnenaktivität, die mit chromosphärischen Eruptionen zusammenfallen, emittiert die Sonne eine eruptive Radiostrahlung, die so intensiv ist, daß sie sich vielfach schon in gewöhnlichen Kurzwellenempfängern als Zischen oder Brodeln bemerkbar macht. Als Beispiel für einen derartigen radiofrequenten Strahlenausbruch zeigt Abb. 7 die solare Emission auf $\lambda = 4,2 \text{ m}$ während der großen Sonnen-eruption am 25. Juli 1946 [10]. Die Strahlungstemperatur — bezogen auf die ganze Sonnenoberfläche — springt für kurze Zeit bis auf $8 \cdot 10^{11}$ Grad an. Berücksichtigt man, daß

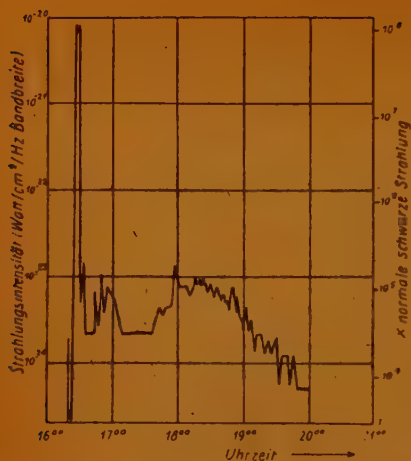


Abb. 8 Kosmische Korpustularstrahlung während der großen Sonneneruption am 25. Juli 1946 gemessen am Carnegie-Institut⁴ in Cheltenham, Maryland (USA)

Links: Abb. 7 Anomale solare Radioemission auf $\lambda = 4,2$ m am 25. Juli 1946 (nach Lovell u. Banwell)

die strahlende Fläche höchstens $1/100$ der Sonnenscheibe betrug, so ergibt sich für die Strahlungsfläche eine Strahlungstemperatur von $8 \cdot 10^{13}$ Grad, also gegenüber der fleckenfreien Radiostrahlung eine Zunahme um einen Faktor von 80 Millionen! Es ist sehr bemerkenswert, daß kurze Zeit nach dieser „Radioexplosion“ eine Eruption solarer Korpustularstrahlen beobachtet wurde (Abb. 8) [11], was zeigt, daß zwischen beiden Strahlungsvorgängen ein Zusammenhang besteht.

Obwohl der Mechanismus dieser sehr sehr intensiven eruptiven Radiostrahlung nicht bekannt ist, sind andererseits aus der Physik der Mikrowellenröhren Vorgänge bekannt, die die eruptive solare Radiostrahlung verständlich machen. Eine mögliche Erklärung für das Zustandekommen der großen Strahlintensität beruht in der Vorstellung, daß geladene Korpustularstrahlen beim Durchlaufen Plasmaschwingungen ausführender Gebiete geschwindigkeitsmoduliert und phasenfokussiert werden. Das hat zur Folge, daß die Fluktuationen, die dem Strahl beim Durchlaufen des Plasmafeldes aufgeprägt werden, an Amplitude zunehmen, indem sich der Strahl von der modulierenden Quelle fortbewegt*). In der Tat beruht das Rauschen in Traveling-Wave-Röhren bei Anwesenheit von Ionen im Elektronenstrahl zum Teil auf einem derartigen Phänomen [12].

Eine andere Möglichkeit zur Verstärkung elektromagnetischer Felder besteht in der Wechselwirkung zwischen geladenen Korpustularstrahlen von verschiedener Geschwindigkeit [13]. Derartige Verstärkungseffekte werden z. B. in der „Elektronenwellen-Röhre“ zur Verstärkung von Mikrowellen praktisch ausgenutzt und spielen auch im Magnetron und in Trochotronröhren [14] eine Rolle. Es darf als wahrscheinlich angesehen werden, daß derartige Verstärkereffekte auch in der kosmischen Elektrodynamik wesentlich sind, wo sie nicht nur für die Verstärkung Hertzscher Wellen in Betracht

*) Bailey (Australian Journ. Sci. Res., A 1 (1948) 351) hat eine etwas andere Art von „Raumlade- wellen“ zur Erklärung solarer Radiowellen in Betracht gezogen, die in Ionenwolken in Gegenwart elektrischer Felder zustande kommen.

zu ziehen, sondern möglicherweise auch am Zustandekommen energiereicher Korpuskularstrahlen beteiligt sind, wie es einige Forscher [15] annehmen.

Daß ein Mechanismus von dieser oder ähnlicher Natur bei der eruptiven solaren Radiostrahlung vorliegt, wird durch Untersuchungen von Payne-Scott, Yabsley u. Bolton [16] wahrscheinlich gemacht. Diese Radioastronomen beobachteten, daß während eines intensiven Strahlungsausbruchs zwischen der Emission von Radiowellen verschiedener Frequenz eine gewisse Zeit vergeht, und zwar in dem Sinne, daß zuerst höhere und dann immer niedrigere Frequenzen emittiert werden (Abb. 9). Die Zeitdifferenz zwischen der Emission der einzelnen Frequenzen war dabei sehr bemerkenswert von gleicher Größenordnung, wie man sie für die von der Sonne ausgehenden Korpuskularstrahlen gefunden hat, die Polarlichter, magnetische Stürme und Radiofadings auf der Erde auslösen. Da Radiowellen aus um so tieferen Schichten der Sonnenatmosphäre entstammen, je höher die Frequenz der Welle ist, so bedeutet dies, daß sich das Emissionszentrum der Radiostrahlung mit einer korpuskularen Teilchen entsprechenden Geschwindigkeit aus tieferen solaren Regionen in höher gelegene verlagert. Neuerdings konnte das Wandern von Radioquellen über die Sonne hinweg sogar interferometrisch verfolgt werden [17]. Dabei wurde beobachtet, daß das Gebiet, von welchem die Strahlung ausging, nach einigen Minuten wieder zurückkommt und schließlich die gleiche Stellung einnimmt wie zu Beginn. Es ist wohl bekannt, daß bei Eruptionen oftmals Materie ausgeschleudert wird, die nach einiger Zeit längs der gleichen Bahnen, in denen sie ausgeworfen wurde, wieder zurückfällt.

Derartige mit chromosphärischen Eruptionen auftretende Strahlungsausbrüche sind meist unpolarisiert, wobei sie später an Intensität schnell abnehmen und dann häufig zirkular polarisiert werden, wie es bei der zuvor erörterten Fleckenstrahlung der Fall ist. Auch bei Zentimeterwellen [4] werden gelegentlich eruptive Ausbrüche beobachtet, die aber sehr viel schwächer als bei Meterwellen sind und auch seltener stattfinden

Galaktische Radiowellen und Radiosterne

Radiowellen, deren Ursprung im galaktischen Sternensystem der Milchstraße liegt, wurden 1932 von K. Jansky [1] entdeckt. Ursprünglich war man der Ansicht, daß die galaktische Radiostrahlung im stark verdünnten Gas des interstellaren Raumes durch „frei-frei Übergänge“ erzeugt wird. Um die Intensität dieser Strahlung auf dieser Vorstellung aber erklären zu können, müßte man dem interstellaren Gas eine Elektronentemperatur von $1 \cdot 10^5$ bis $2 \cdot 10^5$ Grad zuschreiben, während optische Messungen eine Temperatur von nur $1 \cdot 10^4$ Grad ergeben. Man neigt jetzt der Ansicht zu, daß die

galaktische Radiostrahlung unmittelbar in den Sternen selbst entsteht. Diese Hypothese [20] wird durch die Entdeckung einiger intensiver diskreter Radioquellen [18] im galaktischen Raum wahrscheinlich gemacht, von denen man annimmt, daß es sich um Radiowellen aussendende Sterne handelt. In Abb. 10 ist die Lage einiger Radiosterne eingezeichnet.

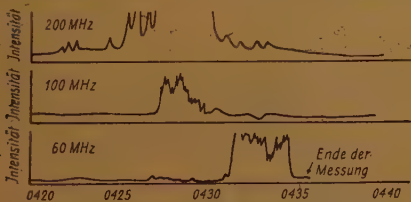


Abb. 9 Solares Rauschen (Strahlungsausbruch) auf 3 verschiedenen nacheinander emittierten Frequenzen (nach Payne-Scott, Yabsley u. Bolton)

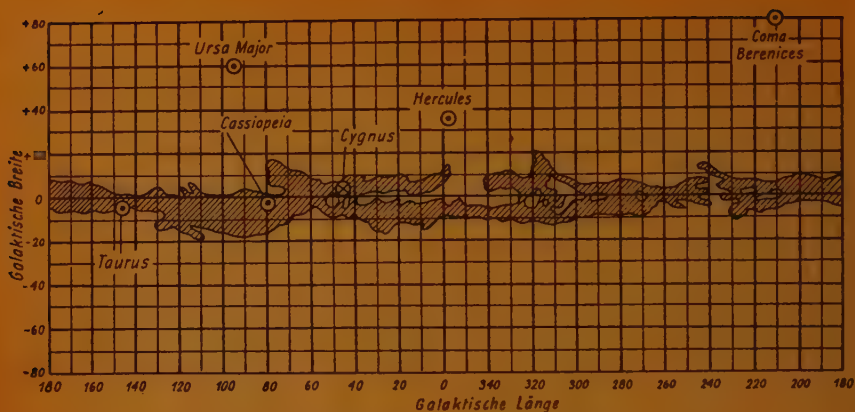


Abb. 10 Koordinaten einiger Radiosterne im galaktischen Raume
 ● konstante Strahlung; X variable Strahlung

Die Natur der Radiosterne hat die Astrophysik vor ein großes Rätsel gestellt: abgesehen von 3 Ausnahmen fallen diese Radiosterne nicht zusammen mit irgendwelchen hellen Sternen am Himmel oder anderen Himmelskörpern von anerkannt astronomischer Bedeutung. Es sind gegenwärtig rund 100 Radiosterne bekannt und aus guten Gründen nimmt man an, daß diese hundert Sterne nur die intensivsten von einer ungeheuren Anzahl anderer Radiosterne in der Milchstraße sind, die mit unseren derzeitigen Radioteleskopen noch nicht beobachtet werden können. Man glaubt, daß es zwei Arten Sterne gibt, solche, die Licht ausstrahlen und solche, die Radiowellen emittieren. Bei den Radiosternen kann es sich um Sterne handeln, die neu entstanden und noch nicht heiß genug sind, um Licht auszusenden, oder um Sterne, die sterben oder bereits erloschen sind. Daß Radiowellen von einem sterbenden Stern kommen, konnte in einem einzigen Falle erst beobachtet werden. Bolton [18] hat festgestellt, daß einer seiner Radiosterne mit dem Krebsnebel übereinstimmt. Der Krebsnebel ist eine Supernova, d. h. der Überrest eines 4000 Lichtjahre entfernten Sterns, dessen Explosion vor rund 900 Jahren von chinesischen Astronomen beobachtet wurde. Jetzt ist er eine große, heiße Masse aus Gas, das sich mit einer Geschwindigkeit von 105 Millionen Kilometer pro Tag ausdehnt. Diese Supernova sind jedoch sehr seltene Erscheinungen und stellen gewiß nicht den gewöhnlichen Typ von Radiosternen dar.

Radiowellen außergalaktischer Herkunft

Im Herbst vergangenen Jahres beobachteten englische Radioastronomen [19] Radiowellen außergalaktischen Ursprungs vom Andromeda Nebel, der um rund 750 000 Lichtjahre entfernt ist und den unserer Milchstraße nächstgelegenen Spiralnebel bildet. Die Intensität dieser Radiostrahlung betrug auf der Erde etwa $1/700$ des intensiven Radiosterns in der Konstellation Cassiopeia der Milchstraße. Abb. 11 zeigt die Intensitätsabhängigkeit der Radiostrahlung vom Andromeda Nebel. Aus den Untersuchungen dieser außergalaktischen Strahlung geht hervor, daß die



Der Andromeda-Nebel – ein Beispiel für eine außergalaktische Radioquelle

Erzeugung von Radiowellen im Andromedanebel nicht sehr verschieden von unserer galaktischen Milchstraße sein kann. Man glaubt, daß der Andromedanebel seinerseits aus mehreren tausend Millionen Radiosternen besteht wie unser Milchstraßensystem.

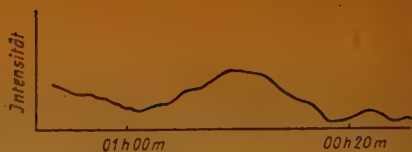


Abb. 11 Intensitätsabhängigkeit der Radiostrahlung vom Andromeda-Nebel

Der Strahlungsmechanismus bei Radiosternen

Die hervorstechende Eigenschaft der Radiosterne ist ihre im Vergleich zur Sonne viele Male größeren Strahlungsintensitäten. Um sie erklären zu können, nimmt man an, daß die galaktische Radiostrahlung von Sternen mit vollständig eruptiver Oberfläche ausgeht [20]. Durch die Beobachtung [11] einer Zunahme der kosmischen Korpuskularstrahlung bei starker Eruptionstätigkeit der Sonne wird es wahrscheinlich gemacht, daß die gleichen eruptiven Sterne, welche galaktische und außergalaktische Radiowellen emittieren, auch die lange gesuchten Quellen kosmischer Korpuskularstrahlen sind. Dieser Gesichtspunkt legt es nahe, die Erzeugung galaktischer Radiowellen auf Korpuskularstrahlen zurückzuführen. In der Tat haben verschiedene Forscher [21] gezeigt, daß kosmische Elektronen- und Protonenströme in stellaren und interstellaren Magnetfeldern die beobachteten Radiowellen emittieren können.

Kein Versuch ist bisher gemacht worden, die kosmische Radiostrahlung der Sterne mit der Physik der Atomkerne in Zusammenhang zu bringen. Der Gedanke, daß Radiowellen aus Kernfeldern entstehen können, ist durchaus nicht so phantastisch als er auf den ersten Blick erscheint. Es ist bekannt, daß neutrale, d. h. ungeladene Pi-Mesonen sehr leicht zerfallen und dabei Gammastrahlen aussenden. Ist es nicht denkbar, daß es neutrale Teilchen von sehr kleiner Masse gibt, die beim Zerstrahlen Radiowellen emittieren? Die Frequenz der hierdurch zustandekommenden Wellen müßte man nach der Formel

$$E = h \cdot f = m c^2$$

berechnen können, wobei h Plancks Konstante, m die Masse des Teilchens und c die Lichtgeschwindigkeit sind. Da nach dem Äquivalenzgesetz von Energie und Masse jede Geschwindigkeitsänderung des Teilchens äquivalent einer Änderung seiner Masse bzw. Energie ist, so sollte eine derartige Zerstrahlung mit der Emission eines breiten elektromagnetischen Spektrums verknüpft sein.

Man kann schließlich eine Komponente der kosmischen Radiostrahlung auch als Überbleibsel einer Urexplosion deuten, aus der einst unser Universum entstanden ist. Es kann kein Zweifel bestehen, daß bei dieser größten Kernexplosion aller Zeiten gewaltige Strahlungsenergie in das Weltall entsendet wurde. Was sich damals in gewaltigem Umfang abgespielt hat, wiederholt sich — in kosmischen Maßstäben betrachtet — im kleinen in den Sternen und in der Sonne. Die dort auftretenden Strahlungsausbrüche beruhen letzten Endes in Explosionen der Kernmaterie und machen es denkbar, daß solare und kosmische Radiowellen zu einem Anteil in den Atomkernen selbst ihren Ursprung haben. Dies würde bedeuten, daß auch bei künstlichen Kernprozessen eine Emission von Radiowellen unter gewissen Voraussetzungen zustande kommen kann.

Es gibt viele andere Fragen über die Struktur [22] galaktischer und außergalaktischer Räume, die von der Radioastronomie beantwortet werden können. Dieses junge Wissenschaftsgebiet befindet sich, entwicklungsmäßig gesehen, zur Zeit etwa dort, wo sich die Astronomie befand, als Galileo das Lichtteleskop erfand. Wir dürfen erwarten, daß die Radioastronomie in den kommenden Jahren nicht nur wesentlich zur Vervollständigung der astronomischen Erkenntnis vom Weltall beiträgt, sondern darüber hinaus auch Probleme von grundsätzlicher physikalischer Natur lösen wird. Es ist mir eine angenehme Pflicht, Herrn Prof. A. C. B. Lovell, Universität Manchester, und Dr. M. Ryle, Cavendish Laboratory Cambridge, für die Überlassung der Lichtbilder ihrer Radioteleskope herzlich zu danken.

Literaturhinweis:

- [1] Jansky, Proc. Inst. Radio Engrs. 20 (1932) 1920.
- [2] Unsöld, Die Naturwiss. 7 (1947), 194.
Marty, Proc. Roy. Soc., London A 193 (1948), 44.
Waldmeier u. Müller, Astron. Mittg. Zürich, Nr. 155 (1948).
Smerd, Australian Journ. Sci. Res. A, 3 (1950), 34.
- [3] Piddington u. Hindman, Austral. J. Sci. Res. A, 2 (1949), 527.
- [4] Minnett u. Labrum, Australian Journ. Sci. Res., A, 3 (1950), 60.
- [5] Waldmeier u. Müller, Zs. f. Astrophys. 27 (1950), 58.
- [6] Lehany u. Yabsley, Australian Journ. Sci. Res. A, 2 (1949), 48.
- [7] Denisse, Ann. d'Astrophys. 13 (1950), 181.
- [8] McCready, Pawsey u. Payne-Scott, Proc. Roy. Soc., London, A 190 (1947), 357.
- [9] Martyn, Nature 159 (1947), 26. — Shklovsky, Nature 159 (1947), 752.
- [10] Lovell u. Banwell, Nature 158 (1946), 517.
- [11] Forbush, Phys. Rev. 70 (1946), 771.
- [12] Pierce, Journ. Appl. Phys. 19 (1948), 231.
- [13] Haeff, Phys. Rev. 74 (1948), 1532. — Pierce, Journ. Appl. Phys. 20 (1949), 1060.
- [14] Malmfors, Arkiv f. Fys. 1 (1950), 569.
- [15] Bohm u. Gross, Phys. Rev. 75 (1949), 1851.
- [16] Payne-Scott, Yabsley u. Bolton, Nature 23 (1947), 256.
- [17] Payne-Scott u. Little, Nature.
- [18] Ryle u. Smith, Nature 162 (1948), 462.
Bolton u. Stanley, Nature 164 (1949), 101.
Stanley u. Slee, Australian Journ. Sci. Res., A, 3 (1950), 234.
- [19] Hanbury, Brown u. Hazard, Nature 166 (1950), 901.
- [20] Unsöld, Nature 163 (1949), 489.
- [21] Alfvén u. Herlofson, Phys. Rev. 78 (1950), 616.
Kiepenheuer, Phys. Rev. 79 (1950), 738.
Kwal, Compt. Rend. l'Acad. Sci, Paris 20 (1950), 1057.
- [22] Bolton u. Westfold, Australian Journ. Sci. Res. A, 3 (1950), 251.
- [23] Ryle, Radio Astronomy, Rep. Progr. Phys. 13 (1950), 184.

Zur Berechnung von industriellen Gleichrichtern

Für industrielle Zwecke benötigt man häufig eine Gleichspannung, die aus dem meist zur Verfügung stehenden Wechsel- oder Drehstromnetz gewonnen werden muß. Dies ist z. B. zur Ladung von Batterien, zur Speisung von magnetischen Spannplatten, Hebmagneten, Bogenlampen, Elektromotoren usw. erforderlich. Als gleichrichtende Elemente kommen zumeist gasgefüllte Gleichrichterröhren wegen ihres hohen Wirkungsgrades, niedrigen Preises und langer Lebensdauer in Betracht. Im folgenden sollen einige Faktoren, die für die Konstruktion von Gleichrichtern von Bedeutung sind, näher behandelt werden. Die einfachste Schaltung ist die Einphasen-Halbweg-Gleichrichtung, die in Abb. 1 dargestellt ist und aus der die mehrphasigen Gleichrichterschaltungen verhältnismäßig leicht abgeleitet werden können. Es ist dabei angenommen, daß im Gleichrichterkreis eine von der Stärke des fließenden Stromes unabhängige Gegen-EMK U_0 wirksam ist, wie dies z. B. bei Ladegleichrichtern der Fall ist. Als Verbraucher ist eine rein ohmsche Last R angenommen, die den durch die Transformatorwicklung dargestellten Widerstand ebenfalls enthalten soll. Wenn U_z die Zündspannung der Gleichrichterröhre ist, so kann offenbar nur dann die Zündung erfolgen, wenn

$$\sqrt{2} \cdot U_{tr} > U_z + U_0$$

ist, d. h. wenn

$$\frac{\sqrt{2} \cdot U_{tr}}{U_z + U_0} = k > 1 \quad (1)$$

Ist

Zweckmäßigerweise wählt man U_{tr} so, daß k etwa den Wert 1,15 bis 1,2 annimmt, um auch bei Netzspannungsschwankungen mit Sicherheit die Zündung der Gleichrichterröhre zu erreichen. Nach erfolgter Zündung fällt die Spannung an der Röhre auf die Bogenspannung U_b ab. Offenbar ist der Momentanwert des dann fließenden Stromes

$$i = \frac{\sqrt{2} \cdot U_{tr} \cdot \sin \varphi - U_b - U_0}{R} \quad (2)$$

Führt man den Zündwinkel φ_z und den Löschwinkel φ_L der Gleichrichterröhre ein (vgl. Abb. 2), so erhält man den mittleren Anodenstrom pro Phase I_0 durch Integration von φ_z bis φ_L und durch Division durch die Gesamtperiode 2π

$$I_0 = \frac{1}{2\pi} \int_{\varphi_z}^{\varphi_L} i \cdot d\varphi = \frac{1}{2\pi \cdot R} \int_{\varphi_z}^{\varphi_L} (\sqrt{2} \cdot U_{tr} \cdot \sin \varphi - U_b - U_0) d\varphi \quad (3)$$

Zweckmäßigerweise führt man das Spannungsverhältnis $a = \frac{U_b + U_0}{\sqrt{2} \cdot U_{tr}}$ ein, wobei offenbar stets $a < 1$ ist. Es ergibt sich dann

$$I_o = \frac{\sqrt{2} \cdot U_{tr}}{2 \pi \cdot R} \int_{\varphi_Z}^{\varphi_L} (\sin \varphi - a) d \varphi \quad (4)$$

Die Integration liefert, wenn man näherungsweise (vgl. Abb. 2)

$$\begin{aligned} \varphi_Z &= \arcsin a \\ \varphi_L &= \pi - \arcsin a \end{aligned} \quad (5)$$

setzt,

$$I_o = \frac{\sqrt{2} \cdot U_{tr}}{\pi \cdot R} (\sqrt{1 - a^2} - a \cdot \arccos a) \quad (6)$$

oder

$$I_o = \frac{\sqrt{2} \cdot U_{tr}}{\pi \cdot R} \cdot Q \quad (7)$$

als mittleren Strom pro Phase. In Abb. 3 ist Q als Funktion von a dargestellt. Da der maximal zulässige mittlere Anodenstrom der Gleichrichterröhre in den technischen Daten angegeben ist, resultiert aus der Beziehung (7) eine Bedingung für den im Kreis vorhandenen Gesamtwiderstand, d. h. es muß

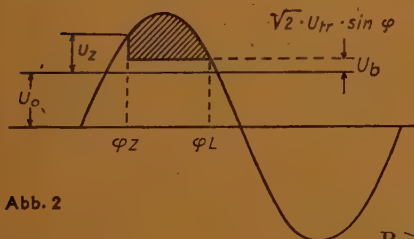
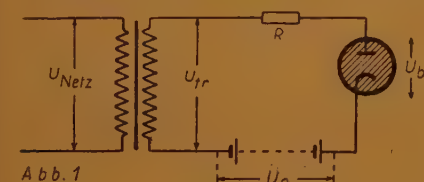


Abb. 2

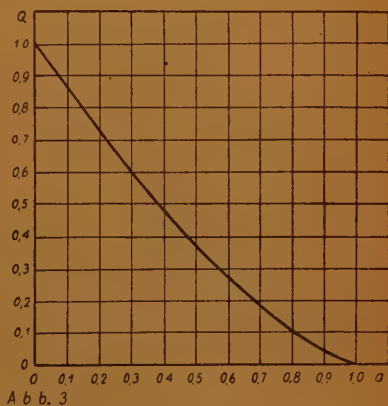


Abb. 3

$$R \geq \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{U_{tr}}{I_o} \cdot Q \quad (8)$$

sein.

Bei der Konstruktion von Gleichrichtern müssen daher in die Anodenleitungen Widerstände R_a aufgenommen werden, die den Strom begrenzen, und deren Größe nach der Beziehung (8) und nach Abzug der Transformator- und Verbraucherwiderstände ermittelt werden kann.

Der Maximalwert des Stromes $i = \frac{\sqrt{2} \cdot U_{tr} (\sin \varphi - a)}{R}$ liegt offenbar bei $\varphi = 90^\circ$, so

daß

$$i_{\max} = \frac{\sqrt{2} \cdot U_{tr} (1 - a)}{R} \quad (9)$$

und

$$\frac{i_{\max}}{I_0} = \frac{(1-a) \cdot \pi}{Q} \quad (10)$$

ist. Bei der Verwendung einer Gleichrichterröhre eines bestimmten Typs ist also zu prüfen, ob der in den technischen Daten angegebene maximale Scheitelwert des Anodenstromes gemäß den Beziehungen (9) und (10) nicht überschritten wird.

In vielen Fällen hat die Belastung eines Gleichrichters induktiven Charakter. Vernachlässigen wir der Einfachheit halber den ohmschen Widerstand des Gleichrichterkreises, so ergibt sich das Prinzipschaltbild gemäß Abb. 4, und man kann die Beziehung aufstellen:

$$L \cdot \frac{di}{dt} = \sqrt{2} \cdot U_{tr} \cdot \sin \omega t - U_o - U_b \quad (11)$$

Hieraus ergibt sich dann der Strom

$$i = \frac{1}{L} \int_{t_1}^t (\sqrt{2} \cdot U_{tr} \cdot \sin \omega t - U_o - U_b) dt \quad (12)$$

oder

$$i = \frac{1}{\omega L} \cdot \int_{\omega t_1}^{\omega t} (\sqrt{2} \cdot U_{tr} \cdot \sin \omega t - U_o - U_b) d\omega t \quad (13)$$

Zunächst erkennt man aus Gl. (11), daß das Maximum des Stromes, für das ja $\frac{di}{dt} = 0$

sein muß, zu dem Zeitpunkt erreicht wird, an dem $\sqrt{2} \cdot U_{tr} \cdot \sin \omega t = U_o + U_b$ ist. Dies bedeutet also, daß Strom und Spannung gegeneinander in der Phase verschoben sind, wie dies die Abb. 5 zeigt. Ferner ergibt sich aus Gl. (13), daß $i = 0$ wird, wenn das Integral verschwindet, d. h. wenn die beiden schraffierten Flächen ober- und unterhalb der Horizontalen $U_o + U_b$ inhaltsgleich sind. In Abb. 5 zeigt die Kurve b die an der Selbstinduktion auftretende Spannung U_L , während c den fließenden Anodenstrom darstellt. Die Umformung der Gl. (13) ergibt

$$i = \frac{\sqrt{2} \cdot U_{tr}}{\omega L} \cdot \int_{\omega t_1}^{\omega t} (\sin \omega t - a) d\omega t \quad (14)$$

woraus folgt

$$i = \frac{\sqrt{2} \cdot U_{tr}}{\omega L} \left[\cos \omega t_1 - \cos \omega t - a (\omega t - \omega t_1) \right] \quad (15)$$

Berücksichtigt man, daß $\omega t_1 = \arcsin a$ ist, und führt man den Stromflußwinkel $\tau = \omega t - \omega t_1$ ein, so wird

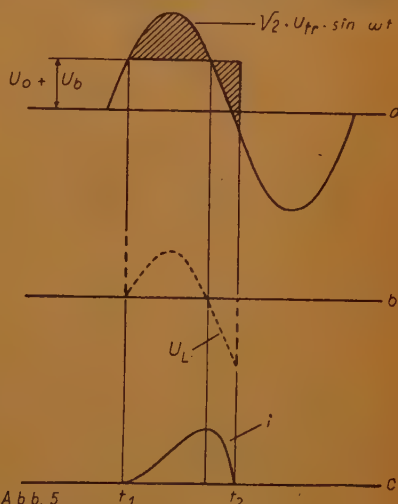
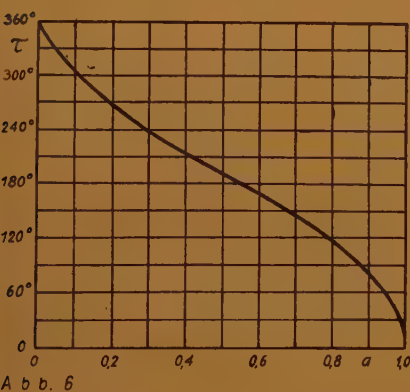
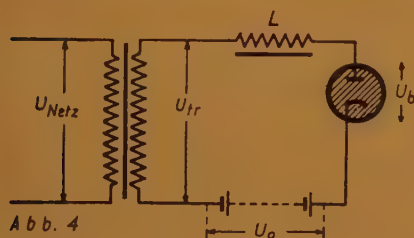
$$i = \frac{\sqrt{2} \cdot U_{tr}}{\omega L} \left[\sqrt{1-a^2} (1 - \cos \tau) + a \cdot \sin \tau - a \cdot \tau \right] \quad (16)$$

Offenbar wird durch die Einschaltung der Induktivität die Brennzeit des Gleichrichterrohres wesentlich verlängert. Dies erkennt man bereits, wenn man durch Null-

setzen von Gl. (11) den Winkel ermittelt, für den der Strom ein Maximum wird, es ergibt sich

$$\omega t(i = \max) = \pi - \arcsin a \quad (17)$$

d. h. der Strom hat seinen Maximalwert dort, wo er bei ohmscher Belastung des Gleichrichterkreises bereits wieder zu Null wird. Die tatsächliche Brennzeit τ ergibt



sich durch Nullsetzen der Gl. (16), sie stellt eine Funktion der Größe a dar, die in Abb. 6 grafisch dargestellt ist.

Der Maximalwert des Stromes läßt sich aus Gl. (15) leicht ermitteln, es ist

$$\begin{aligned} i_{\max} &= \frac{2\sqrt{2} \cdot U_{tr}}{\omega L} (\sqrt{1 - a^2} - a \cdot \arccos a) \\ &= \frac{2\sqrt{2} \cdot U_{tr}}{\omega L} \cdot Q \end{aligned} \quad (18)$$

Weiterhin kann der mittlere Anodenstrom I_o aus Gl. (13) berechnet werden, es ergibt sich

$$I_o = \frac{\sqrt{2} \cdot U_{tr}}{\pi \omega L} \cdot Q' \quad (19)$$

wobei Q' wieder eine Funktion von a ist und in Abb. 7 dargestellt ist.

Von besonderer Bedeutung ist die Frage, welche mittlere Gleichspannung U_o aus einem m -phasigen Gleichrichter gewonnen werden kann, wenn die effektive Transformatorspannung je Phase U_{tr} beträgt. Wie aus Abb. 8 ersichtlich ist, trägt, da die

m-Phasen gleichwertig sind, jede Phase während des Zeitintervalls $\frac{2\pi}{m}$ zu der Ausgangsspannung bei. Unter dieser Voraussetzung kann man schreiben

$$U_0 = \frac{m}{2\pi} \cdot \int_{\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{m}}^{\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{m}} \sqrt{2} \cdot U_{tr} \cdot \sin \varphi \cdot d\varphi \quad (20)$$

wobei über das Intervall $\frac{2\pi}{m}$ integriert und der Mittelwert gebildet wird. Es ergibt sich nach Ausrechnung

$$U_0 = \sqrt{2} \frac{m}{\pi} \sin \frac{\pi}{m} \cdot U_{tr} = M \cdot U_{tr} \quad (21)$$

Den Ausdruck

$$M = \sqrt{2} \frac{m}{\pi} \sin \frac{\pi}{m} \quad (22)$$

bezeichnet man als Phasenfaktor; in der folgenden Tabelle sind die Werte für M für verschiedene m angegeben:

m	2	3	4	6	12	18	...	∞
M	0,900	1,170	1,274	1,350	1,398	1,407		$\sqrt{2}$

Hierbei sind allerdings die Spannungsverluste, die in der Transformatorwicklung und an den Gleichrichterröhren auftreten, vernachlässigt worden.

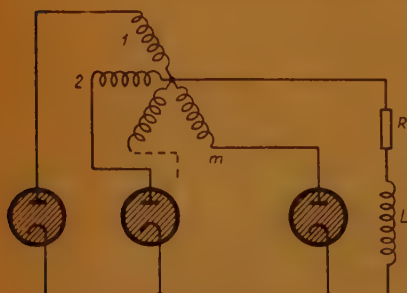


Abb. 8a

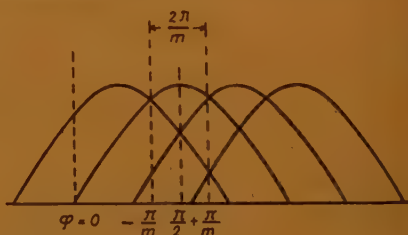


Abb. 8b

Wir hatten oben gesehen, daß durch Einschalten einer Induktivität die Brenndauer und damit der Stromfluß in einer Phase wesentlich verlängert werden können. Ist bei einem mphasigen Gleichrichter der Stromflußwinkel pro Phase kleiner als $\frac{2\pi}{m}$, so

bestehen offenbar Lücken zwischen den Stromimpulsen, ist er gleich $\frac{2\pi}{m}$, so ist der Stromverlauf „nichtlückend“. Bei induktiver und ohmscher Belastung des Gleichrichters werden sich also bestimmte Werte für L bzw. R angeben lassen, für die der Strom nichtlückend wird; nach einer von D. M. Duinker*) angegebenen Berechnung findet man mit guter Annäherung

$$1 - \frac{2}{m(m^2 - 1)} \cdot \frac{R}{\omega L} \geq 0 \quad (23)$$

Für einen gegebenen Wert von R folgt daraus für L

$$L \geq \frac{2}{m(m^2 - 1)} \cdot \frac{R}{\omega} \quad (24)$$

Die in einer Gleichrichterschaltung vorzusehende Siebdrossel kann also nach Gl. (24) annäherungsweise berechnet werden; nur in diesem Falle ist die Gl. (21) anwendbar.

*) D. M. Duinker, Filters for Rectifiers, Philips Transmuting News, 4, No. 2.

PATENT-ANMELDUNGEN und -ERTEILUNGEN

Die Zahlen und Buchstaben bedeuten in der

ersten Zeile (bei Patent-Anmeldungen): Klasse, Gruppe, Dezimalgruppennummer, Aktenzeichen; (bei Patent-Erteilungen): Klasse, Gruppe, Dezimalgruppennummer, Patentrollennummer, Aktenzeichen;

zweiten Zeile (bei Patent-Anmeldungen): links — Anmeldetag, rechts — Bekanntmachungstag; (bei Patent-Erteilungen): Datum des Beginns des Patents;

letzten Zeile (bei Patent-Anmeldungen): Zahl in () = Anzahl der Text- und Zeichnungsseiten.

Die bei den Patent-Anmeldungen angeführten Namen sind die der Anmelder, nicht der Erfinder sofern nicht beide identisch sind; bei den Patent-Erteilungen sind die Patentinhaber genannt

1. Patent-Anmeldungen

Siemens & Halske, „Vorrichtg. z. Frequenzmodulat.“ (5) dorf; „Verf. u. Vorrichtg. z. Aufnahme v. Schallaufzeichn. nach d. Lichttonverf.“ (8)

21a³, 3. p 11 881 D

1. 10. 48 12. 7. 51

Siemens & Halske AG, Berlin u. München; „Kondensatormikrophon“ (7)

21a⁴, 69. p 1562

10. 5. 50 12. 7. 51

(V. St. Amerika: 11 5. 49)

Pye Ltd, Cambridge (England)

„Abstimm. Schwingungskreis f. sehr hohe Frequenzen“ (11)

21a², 14/01. T 8763

8. 1. 51 12. 7. 51

Telefunken Ges. f. drahtlose Telegraphie mbH, Berlin; „Lautsprecheranordnung“ (8)

42g, 5/01. G 3751

26. 9. 50 12. 7. 51

(V. St. v. Amerika: 14. 3. 44)

The Gray Manufacturing Comp., Hartford, Conn., (V. St. A.)

„Vorrichtg. z. Aufnahme u. Wiedergabe v. Schallschwingg. auf elektr. Wege“ (10)

21a¹, 16/08. M 6131

22. 9. 50 12. 7. 51

R. Mehr, Friedberg (Hess.)

„Gerät z. künstl. Erzeugg. u. Regolg. eines akust. Nachhall-effektes“ (6)

21a⁴, 14/01. S 17 756

19. 7. 50 12. 7. 51

42g, 9/01. p 14 428 D

1. 10. 48 12. 7. 51

D. von Mihály, Berlin-Wilmers-

42g, 10/01. p 45 637 D

11. 6. 49 12. 7. 51

(Frankreich: 27. 7. 48)

G. Fries, Ostheim (Kr. Hanau) „Verf. u. Einrichtg. z. Vervielfältigg. v. Magnettonaufnahmen“ (5)

42g, 10/02. H 409

4. 11. 49 12. 7. 51

Dipl.-Ing. K. von Haken, Murnau (Obb.); „Verf. z. Herstellg. v. Magnetogramträgern“ (2)

42g, 18. A 1609

10. 5. 50 12. 7. 51

(Frankreich: 14. 5. 49)

Ateliers de Constructions Elec-

triques de Charleroi, Soc.
Anonyme, Brüssel; „Magnet.
Schallaufzeichnungseinrichtg.“

(10)

21a⁴, 24/02. H 5508

22. 9. 50 19. 7. 51

(V. St. Amerika); 1. 3. 45)

Hazeltine Corp., Washington;

„Schaltg. z. Erzeugg. v. Schwingg.

sehr hoher Frequenz, insb. z.

Verwendg. als Pendelrückkopp-

plungs-Empfangsschaltg.“ (14)

21a⁴, 24/01. H 5957

29. 9. 50 19. 7. 51

(V. St. Amerika; 22-6. 46)

Hazeltine Corp.; „Mischstufe f.

Trägerschwingg. sehr hoher

Frequenz“ (8)

21a⁴, 29/01. p 11 639 D

1. 10. 48 19. 7. 51

Siemens & Halske; Schaltungs-

anordng. z. Demodulat. v.

Hochfrequenzschwingg.“ (4)

21a⁴, 72/05. p 27 137 D

27. 12. 48 19. 7. 51

Siemens & Halske; „Anordng. f.

eine Tonaufzeichng. in Ver-

bindg. mit einem Rundfunk-

empfang.“ (10)

42g, 2/03. E 3026

22. 11. 50 19. 7. 51

ELECTROACUSTIC GmbH,

Kiel; „Elektr. Tonabnehmer

m. mehreren Nadeln“ (9)

42g, 18. D 2833

19. 9. 42 19. 7. 51

(Frankreich; 23. 2. 42)

A. L. V. C. Debrle, Paris; „Vor-

richtg. z. Führen d. Films im

Bereich des d. Tonspur ab-

tastenden Lichtstrahls“ (6)

42a, —, p 34 561 D

18. 2. 49 19. 7. 51

H. Evertz, Stockdorf b. München;

„Anordnung z. Übertragg. v.

Ultraschwingg.“ (13)

42a, —, p 42 278 D

10. 5. 49 19. 7. 51

Ultrakust-Gerätebau, Ruhmanns-

felden (Ndb.); „Koppelsub-
stanz f. d. Übertragg. v. Schall
od. Ultraschall“ (6)

42a, —, A 816

13. 2. 50 19. 7. 51

Atlas-Werke AG, Bremen; „Vor-

richtg. z. Schallbehandlg. durch

Schwingg. strömend. Gase“ (5)

21a¹, 36/35. p 11 564 D

1. 10. 48 26. 7. 51

Siemens & Halske; „Schaltungs-

anordng. z. vorzeichenricht.

Abtastg. einer Schwingg. mit-

teils Impulsen“ (6)

21a⁴, 8/01. L 186

28. 10. 49 26. 7. 51

C. Lorenz AG, Stuttgart-Zuffen-

hausen; „Röhrenselbsterreger-

schaltg.“ (5)

21e, 28/02. p 8981 D

1. 10. 48 26. 7. 51

Siemens & Halske; „Schaltungs-

anordng. f. die Synchroni-

slerg. v. m. Elektronenröhren

arbeitend. Kippgeräten, insb.

f. Elektronen-Strahloszillogra-

phen“ (7)

21e, 29/02. p 44 031 D

27. 5. 49 26. 7. 51

Siemens & Halske; Doppel-

brückenschaltg. z. Bestimmg.

d. elektr. Eigenschaften sehr

kleiner Meßobjekte od. z. Be-

stimmg. extrem kleiner Ver-

änderg. d. elektr. Eigenschaften

insbesondere kleiner Meß-

objekte“ (13)

21e, 29/02. p 47 498 D

30. 6. 49 26. 7. 51

Siemens & Halske; „Scheinwider-

standsmesser“ (7)

21e, 29/03. C 456

25. 1. 50 26. 7. 51

(Frankreich; 29. 1. 49)

Compagnie des Freins & Signaux

Westinghouse, Paris; „Meßan-

ordnung f. kleine elektr. Ka-

pazitäten“ (9)

21g, 13/10. S 1979

28. 2. 50 26. 7. 51

Siemens & Halske; „Elektronen-
röhre, insb. f. hohe Frequenzen
u. Verfahren z. Herstellg. ders.“
(8)

21g, 13/15. S 3292

6. 5. 50 26. 7. 51

Siemens & Halske; „Elektronen-

röhre m. magnet. Steuerg.“ (8)

21g, 13/19. S 5276

31. 5. 50 26. 7. 51

Siemens & Halske; „Elektronen-

röhre f. Schalt- u. Steuer-

zwecke“ (5)

21g, 13/27. p 9157 D

1. 10. 48 26. 7. 51

Siemens & Halske; „Elektr.

Mehrfachgenerator, insb. f. ein

elektr. Musikgerät“ (11)

42c, 42. K 1379

14. 1. 50 26. 7. 51

Klangfilm GmbH, Berlin u.

Karlsruhe; „Vorrichtg. z. me-

chan. Aufzeichng. v. Schwin-

gungsvorgängen, insb. Ton-

schwingg.“ (7)

42g, 21/05. Z 978

28. 6. 50 26. 7. 51

St. Zaoralek, München; „Ein-

richtg. z. Steuerg. d. Tonab-

nehmers b. Plattenspielergeräten“

(7)

42g, 23. p 3569 B

20. 7. 49 26. 7. 51

LICENTIA Patent-Verwaltungs-

GmbH, Hamburg; „Zusatz-

gerät z. Schallwiedergabe u.

ggfl. auch Schallaufzeichng.

mittels band- od. drahtförm.

Phonogrammträger, insb. Ma-

gnetogrammträger, f. Platten-

sprechmaschinen“ (15)

21a¹, 34/31. R 3116

18. 7. 50 2. 8. 51

(Frankreich; 28. 7. 49)

La Radio-Industrie S. A., Paris;

„Anordng. z. Übertragg. u. z.

Empfang v. farb. od. stereo-

oskop. Fernsbildern“ (19)

21a³, 11. H 6684

16 11.50 2.8.51

Holmberg & Co. GmbH, Berlin;
„Tauchspulenmembran f. elektrodynam. Hörgeräte“ (15)

21a⁴, 14/01. C 2950

30.9.50 2.8.51

(Frankreich: 28.6.49)

Compagnie Générale de Télégraphie sans Fil, Paris; „Anordng. z. Stabilisierg. d. Amplitude einer insb. frequenzmodulierten Welle“ (5)

21a⁴, 24/02. N 2980

7.10.50 2.8.51

(Niederlande: 10.10.49)

N. V. Philips Gloeilampenfabrieken, Eindhoven/Holl.; „Superregenerativer Empfänger f. sehr kurze Wellen“ (8)

21a⁴, 29/01. C 1123

31.5.50 2.8.51

(Frankreich: 11.4. u. 29.7.47)
Ch. Chalhoub, Paris; „Verf. z. Überwachg. u. Regelg. d. Frequenz einer sinusförmig. Spanng. durch Vergleich m. einer Eichfrequenz“ (13)

21a⁴, 54. G 3328

18.8.50 2.8.51

M. Grundig, Fürth; „Stereophon. Übertragungssyst.“ (7)

21e, 36/01. p 15 762 D

1.10.48 2.8.51

Nordwestdeutscher Rundfunk, Hamburg; „Spannungsmesser, insb. z. Messg. v. Spannungsspitzen in elektro-akust. Übertragungsanl.“ (13)

21e, 36/03. C 2571

26.9.50 2.8.51

(Frankreich: 18.7.41)

Compagnie pour la Fabrication des Compteurs et Matériel d'Usines à Gaz, Montrouge, Seine (Frankr.); „Verf. z. Phasenmessg. b. hohen Frequenzen“ (5)

Ultrakust-Gerätebau, Ruhmannsfelden/Ndb.; „Dosismesser f. Ultraschallgeräte“ (4)

42c, 42. p 41 603 D

3.5.49 2.8.51

Dr. H. H. Rust, Hambg., u. Dipl.-Chem. Dr. H. J. Studdt, Hambg.-Wellingsbüttel; „Verf. z. Herstellg. schallopt. Abbildungen“ (8)

42c, 42. p 43 607 D

23.5.49 2.8.51

Ultrakust; „Einrichtg. z. Darstellg. v. Schallfeldbildern“ (5)

42g, 1/01. p 10 917 D

1.10.48 2.8.51

Atlas-Werke AG, Bremen; „Vorrichtg. z. Messg. d. Schallintensität in Flüssigkeiten“ (7)

42g, 8/07. p 43 643 D

23.5.49 2.8.51

Klangfilm GmbH; „Einrichtg. z. Kontrolle v. stereophon. Anl.“ (8)

42s, —. p 54 206 D

7.9.49 2.8.51

Ultrakust; „Ultraschallgeber“ (6)

2. Patent-Erteilungen

21a⁴, 32/54. 812 928. p 28 788 D

31.12.48

(Frankreich: 9.4.47)

Comp. pour la Fabrication des Compteurs et Matériel d'Usines à Gaz, Montrouge, Seine (Frankreich); „Katodenstrahlröhre f. bleibende Aufzeichnung.“

21a³, 1/01. 813 164. p 28 875 D

31.12.48

(V. St. Amerika: 18.6.47)

Western Electric Comp. Inc., New York, N. Y. (V. St. A.); „Elektroakust. Übertrager“

21a³, 5/01. 812 929. p 39 040 D

7.4.49

Siemens & Halske AG, Berlin u. München; „Mechanisch-elekt. Schwingungsumsetzer, insb. Mikrophon od. Tonabnehmer“

21a³, 8. 812 930. St 487

20.1.50

Dr. Steeg & Reuter GmbH, Bad Homburg (v. d. Höhe); „Piezo-elekt. Klangzellenmikrofon“

21a³, 14/02. 813 265. p 36 780 D

15.3.49

Siemens & Halske; „Rundstrahlender Druckkammerlautsprecher“

21a³, 16/03. 813 166. p 27 136 D

28.12.48

Siemens & Halske; „Mikrophonanordng., vorzugsw. f. Zwecke der Stereophonie“

21a³, 18/07. 813 168. p 20 751 D

5.11.48

(Niederlande: 29.4.47)

N. V. Philips Gloeilampenfabrieken, Eindhoven (Holland); „Vorrichtg. z. selbstst. Anpassg. d. Verstärkungsgrades eines Niederfrequenzverstärkers m. Wiedergabeapparat an d. Schallpegel d. Umgeb.“

21a³, 18/50. 813 169. p 4567 D

2.10.48

Siemens & Halske; „Vorrichtg. z. Ermittl. d. Übertragungsmaßes v. Schallaufnahmege-räten“

21a⁴, 29/01. 812 935. p 46 411 D

21.6.49

Fernseh GmbH, Darmstadt; „Verf. z. wahlweisen Betrieb einer Mehrgitterröhre in versch. Betriebszuständen“

42g, 22/05. 812 965. M 937

13.12.49

Dr. P. Mozar, Düsseldorf; „Anordng. z. opt.-akust. Signalisierg. v. Markierungen b. Diktiergeräten“

74d, 3/09. 813 134. S 165

20.10.49

(Frankreich: 16.12.46)
Soc. d'Appareils Nouveaux et d'Outillages Rationnels (S. A. N. O. R.), Courbevoie (Frank-

- reich); „Akust. Warnsignalvorrichtg.“
- 21a¹, 34/50. 813 558. p 32 011 D
20. 1. 49
Dr.-Ing. habil. F. Kirschstein, Darmstadt; „Anordng. z. Übertrag. d. akust. Begleitvorgänge v. Fernsehdarbietg.“
- 21a⁴, 29/01. 813 855. p 31 238 D
9. 1. 49
(Niederlande: 25. 8. 47)
Philips; „Schaltg. z. Steuerg. d. Amplitude u. d. Frequenz einer elektr. Schwingg.“
- 21a⁴, 46/02. 813 717. p 10 633 D
2. 10. 48
Siemens & Halske; „Aus Hohlleitern aufgebaute Sammellinse f. elektromagnet. Wellen“
- 21a⁴, 74. 813 718. p 28 370 D
31. 12. 48
Siemens & Halske; „Vorrichtg. z. period. ruckart. Umkehrg. einer induktiven Hochfrequenzkopp- lung“
- 21c, 1/04. 813 719. p 1788 B
9. 2. 49
Siemens & Halske; „Dielektr. Hohlleiter“
- 21g, 13/04. 813 573. p 54 597 D
11. 9. 49
(Niederlande: 14. 9. 48)
Philips; „Kathode, deren Emissionseigensch. durch Thoriumoxyd bedingt werden“
- 21g, 31/01. 813 575. p 26 468 D
24. 12. 48
(Niederlande: 25. 7. 47)
Philips; „Verf. z. Herstellg. magnet. anisotroper, permanenter Magnete“
- 42g, 8/08. 813 604. p 12 157 D
2. 10. 48
Klangfilm GmbH, Berlin u. Karlsruhe; „Verf. u. Einrichtg. z. Erzeugg. v. künstl. Nachhall b. Tonaufzeichng.“
- 42g, 8/08. 813 605. p 20 702 D
5. 11. 48
(Niederlande: 30. 5. 44)
- Philips; „Stereophon. Wieder- gabegerät“
- 42g, 9/04. 813 606. p 11 893 D
2. 10. 48
Siemens & Halske; „Wiedergabe mehrspur. Lichttonaufzeichng.“
- 42g, 10/02. 814 225. p 23 081 D
30. 11. 48
Farbenfabriken Bayer, Leverkusen; „Tonträger“
- 42s, 814 529. A 143
1. 11. 49
Atlas-Werke AG, Bremen; „Magnetostriktionsschwinger“
- 74b, 8/06. 814 415. p 49 053 D
16. 7. 49
J. Kugel, Dortmund-Hörde; „Einrichtg. z. Fernübertrag. v. Meßwerten mittels Impulse“
- 21a⁴, 16/01. 815 050. M 405
3. 11. 49
Mix & Genest AG, Stuttgart-Zuffenhausen; „Schaltungs- anordng. f. Wechselsprech- Lautsprecherant“

REFERATE

*Von den mit einem * versehenen Referaten können Fotokopien der Originalarbeiten gegen Voreinsendung des Betrages von DMW 0,75 je Seite sowie des Einschreibepontos zur Verfügung gestellt werden.*

Elektronisches Kolorimeter*

Um die Farbe einer Lichtquelle oder eines Körpers zu bestimmen, geht man im allgemeinen so vor, daß man die Helligkeit der Lichtquelle oder des von dem Körper reflektierten Lichtes einer ungefähr weißen Lichtquelle innerhalb enger Spektralbereiche, die man durch Filter, Prismen, Beugungsgitter o. dgl. herausausscheidet, fotometrisch mißt. Die fotometrische Messung kann entweder rein visuell oder durch Vergleich mit Fotozellen erfolgen. Meistens begnügt man sich — oder richtiger: muß man sich aus praktischen Gründen damit begnügen —, die Messung bei nur drei verschiedenen Wellenlängen durchzuführen. Dazu wählt man je einen engen Spektralbereich im Rot, Grün und Blau, deren Schwerpunkte ($0,7 \mu$, $0,546 \mu$ und $0,436 \mu$) mit den Wellenlängen zusammenfallen, für die das mensch-

liche Auge Empfindlichkeitsmaxima hat. Danach würde man beispielsweise zwei Lichtquellen oder Körper als gleichfarbig bezeichnen, die in diesen drei Wellenlängen übereinstimmen. Trotzdem brauchen die Spektralkurven der als „gleichfarbig“ festgestellten Lichtquellen oder Körper natürlich nicht übereinzustimmen. Dementsprechend können die beiden Farben auch verschieden auf einen Betrachter wirken, zumal wenn die Empfindlichkeitsmaxima seiner Augen von den vorhin angegebenen Wellenlängen abweichen. Die Meßverfahren mit drei Meßpunkten im Spektrum genügen somit in all den Fällen nicht, wo die subjektive Empfindung der Farbe von Lichtquellen oder Oberflächen, z. B. Anstrichen, eine Rolle spielt. Diejenigen Industriezweige, die auf die Einhaltung gleichmäßiger Färbung ihrer Produkte achten müssen, brauchen deshalb ein Prüfverfahren, das möglichst schnell und einfach die gesamte Spektralkurve feststellt oder doch wenigstens eine größere Zahl von Punkten der Kurve — etwa zehn —, aus denen sich die Spektralkurve hinreichend genau konstruieren läßt.

Die Elektronik bietet hier die Hilfsmittel für ein Gerät, das die vollständige Spektralkurve auf dem Schirm eines Katodenstrahloszillografen

wiedergibt¹⁾. Als Beispiel für ein derartiges elektronisches Kolorimeter neuerer Bauart sei das in dem britischen Patent Nr. 643 396 geschützte Instrument kurz beschrieben.

Der grundsätzliche Aufbau und die Wirkungsweise des Kolorimeters gehen aus der schematischen Abb. 1 hervor. Der enggebündelte Lichtstrahl einer Glühlampe wird durch ein Glasprisma in ein Spektrum zerlegt, das durch eine rotierende Trommel mehrere Male in der Sekunde abgetastet wird, so daß nacheinander alle Wellenlängen des Spektrums aus dem Beleuchtungssystem austreten. Der durch einen Trommelschlitz jeweils

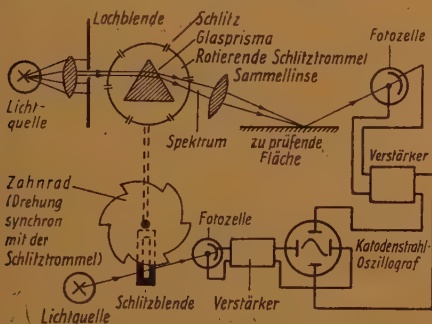


Abb. 1 Schema des elektronischen Kolorimeters

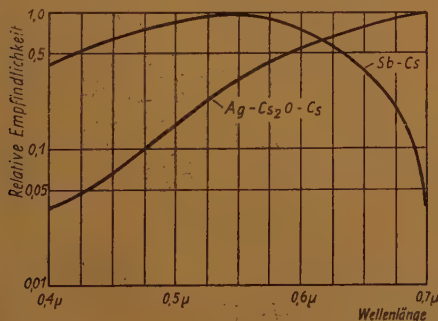


Abb. 2 Empfindlichkeitskurven von Fotozellen mit $\text{Ag-Cs}_2\text{O-Cs}$ -Katode und mit Sb-Cs -Katode gegenüber Glühlampenlicht (Wolframfaden 2850°K)

gerade ausgeblendete enge Bereich des Spektrums wird dann durch ein Linsensystem auf die zu prüfende Oberfläche geworfen. Das von der Oberfläche reflektierte Licht fällt auf eine Fotozelle, deren Ausgangsspannung verstärkt und dann an

die senkrechten Ablenkplatten des Katenstrahl-oszillografen geführt wird. Die senkrechte Ablenkung des Leuchtpunktes ist also dem Reflexionsvermögen der Oberfläche für die Wellenlänge, die gerade von dem Schlitz der Trommel durchgelassen wird, proportional.

Um eine kurvenmäßige Darstellung zu erhalten, muß eine mit der Drehung der Trommel synchrone Ablenkspannung an den waagerechten Platten des Oszillografen liegen. Diese Ablenkspannung liefert eine zweite Fotozelle, die hinter einer gleichmäßig ausgeleuchteten Schlitzblende angebracht ist. Vor der Schlitzscheibe dreht sich eine mit der Schlitztrommel gekuppelte Blende, deren Zähne den Schlitz in periodischem Rhythmus reiben und wieder allmählich abdecken, so daß die Fotozelle eine sägezahnförmige Ablenkspannung erzeugt. Die Form der Zähne ist der Dispersion des Prismas so angepaßt, daß eine in bezug auf die Wellenlänge lineare waagerechte Koordinatenachse auf dem Schirm des Katenstrahl-oszillografen entsteht.

Die Arbeitsweise des Kolorimeters setzt eine gleichmäßige Empfindlichkeit für alle Wellenlängen des sichtbaren Bereiches voraus. Hier liegen mit die größten Schwierigkeiten, da weder die Glühlampe ein gleichmäßiges Energiespektrum liefert, noch die Fotozelle für alle Wellenlängen gleich empfindlich ist. Abb. 2 zeigt die spektralen Empfindlichkeitskurven von Fotozellen mit Cäsium-Antimon-Katode und mit $\text{Ag-Cs}_2\text{O-Cs}$ -Katode in Verbindung mit Glühlampenlicht von 2850°K . Um eine für alle Wellenlängen konstante Empfindlichkeit zu bekommen, muß von der geringsten Empfindlichkeit der Fotozelle im sichtbaren Teil des Glühlampenspektrums ausgegangen, und die Empfindlichkeit für alle anderen Wellenlängen auf diesen Wert herabgemindert werden. Dazu dient eine Maske (Abb. 3), auf die das von

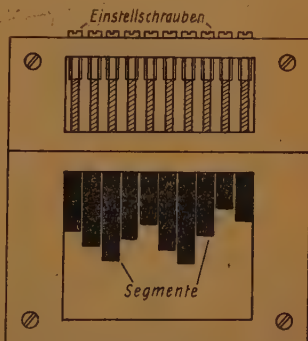


Abb. 3 Maske mit einstellbaren Segmenten zur Erzielung einer von der Wellenlänge unabhängigen Empfindlichkeit

¹⁾ D. W. Thomasson, Electronic Colorimetry, Electronic Engineering, Band 23, Nr. 277, März 1951, Seite 91.

dem Prisma erzeugte Spektrum abgebildet wird. Durch zehn verstellbare Metallsegmente kann die Empfindlichkeit des Kolorimeters für das gesamte sichtbare Spektrum gleich groß gemacht werden. Dabei tritt naturgemäß ein beträchtlicher Lichtverlust ein, weil z. B. bei der gegenwärtig verwendeten $\text{Ag Cs}_2\text{O-Cs}$ -Zelle ein Korrekturver-

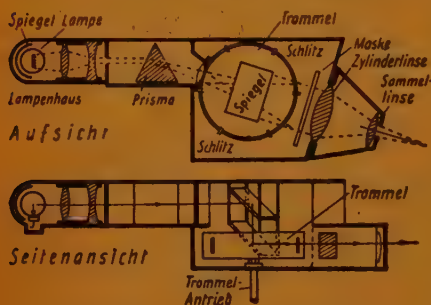


Abb. 4 Die Beleuchtungsanordnung des Kolorimeters mit der Schlitztrommel zum Ablesen des Spektrums

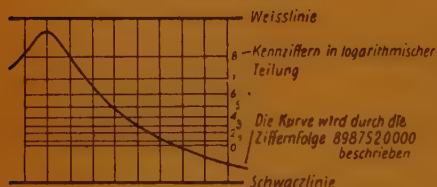


Abb. 5 Spektralkurve und Koordinatennetz auf dem Schirm des Katodenstrahl-Oszillografen

hältnis bis zu 11 : 1 erforderlich ist, die Intensität gewisser Wellenlängen also auf den elften Teil reduziert werden muß. In Abb. 4 ist die vollständige Beleuchtungsanlage des Kolorimeters in Auf- und Seitenansicht dargestellt. Für das Gerät ist übrigens noch eine neue Fotozelle mit zwei Katoden in Vorbereitung, die eine wesentliche Verbesserung der Empfindlichkeit ermöglichen wird. Eine durchsichtige Trennwand teilt die Zelle in zwei Räume; auf der einen Seite der Trennwand ist eine halbdurchsichtige $\text{Ag-Cs}_2\text{O-Cs}$ -Katode aufgedampft, auf der anderen Seite eine Antimon-Cäsium-Katode. Beleuchtet wird von der Seite der $\text{Ag-Cs}_2\text{O-Cs}$ -Katode, so daß das Licht beide Katoden erreichen kann. Man sieht schon aus Abb. 2, daß sich durch diese Doppelkatode eine viel ausgeglichene Empfindlichkeit für alle Farben ergeben muß.

Die Deutung der Kurve auf dem Schirm des Katodenstrahl-Oszillografen wird durch ein Koordinatennetz mit logarithmisch abgestuften Helligkeitswerten erleichtert (Abb. 5). Für die genaue Messung ist aber noch die gleichzeitige Reproduktion einer „Weiß-Linie“, wie sie durch einen rein weißen Vergleichskörper entsteht, als Bezugswert und Kontrollmittel notwendig. Durch eine Vorrichtung, die hier nicht weiter beschrieben werden soll, wird abwechselnd die zu prüfende Oberfläche und eine weiße Vergleichsfläche von dem Spektrum abgetastet. Die „Weiß-Linie“ wird durch Justieren der Maske zu einer waagerechten Geraden ausgerichtet und durch Regelung der Verstärkung mit der oberen Kante des Koordinatennetzes zur Deckung gebracht, nachdem man zuvor den unteren Rand des Koordinatennetzes an die automatisch entstehende „Schwarz-Linie“ gelegt hat. Diese „Schwarz-Linie“ wird durch die Abdeckung der Lichtquelle durch die umlaufende Schlitztrommel hervorgerufen. Nach der Justierung lassen sich dann die Helligkeitswerte der Prüffläche für die verschiedenen Wellenlängen ohne weiteres ablesen.

Dr. F.

(Umfang der Originalarbeit 3 Seiten)

Dauerhaftere Schichten für Glühkatoden*

Im Franklininstitut wurden in der letzten Zeit verschiedene Substanzen auf ihre Eignung als elektronenemittierende Schichten für Glühkatoden untersucht. Man hoffte, dabei auf Stoffe zu stoßen, die in der einen oder anderen Beziehung vielleicht den bisherigen Glühkatodenschichten, also in erster Linie Thorium und Oxydschichten, überlegen sein würden. Es wurden mehrere

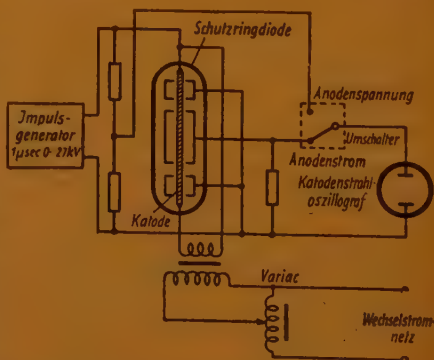


Abb. 1 Schematische Darstellung der Anordnung zur Messung des Sättigungsstromes bei impulsförmiger Emission

Karbid, Nitride und Boride geprüft, aber nur ein einziges Material, nämlich Zirkonkarbid, zeigte recht erfolgversprechende Ergebnisse. Die bisherigen Versuche haben bewiesen, daß Zirkonkarbid im Dauerbetrieb unter Umständen günstiger als Thorium sein kann, da — im Gegensatz zu thorlierten Fäden — kein Abfall der Emission bei längerer Entnahme von hohen Anodenströmen beobachtet wurde¹⁾.

Gemessen wurde die Emissionsfähigkeit von ZrC , ThC_2 , TiC , TaC , ZrN , TiN , TaN , ZrB und TaB . Als Schichtträger diente 5 cm lange Wolframfäden von 0,3 mm Durchmesser. Die Nitride und Zirkonkarbid konnten elektrophoretisch auf dem Trägerdraht niedergeschlagen werden und ergaben so außerordentlich gleichmäßige Schichten. Bei den anderen Stoffen versagte dieses Verfahren, so daß die Suspensionen dieser Substanzen auf den Wolframdraht aufgestrichen werden mußten. Zur Messung wurden die Kathoden in Schutzringdioden montiert (Abb. 1), so daß nur der ein Zentimeter lange Mittelteil der Kathode bei der Prüfung berücksichtigt wurde.

Die montierten Dioden wurden evakuiert und eine Stunde bei $450^\circ C$ ausgeheizt; darauf folgte das induktive Ausglühen des Anodensystems. Jetzt wurde die Kathode langsam hochgeheizt und bis auf eine Temperatur von $900^\circ C$ gebracht, die Anodenspannung angelegt und der Sättigungsstrom I_s gemessen. Die Kathodentemperatur wurde dann schrittweise bis $1600^\circ C$ gesteigert und in Abständen von 100° bis 200° der Sättigungsstrom bestimmt. Bei einer Temperatur von $1800^\circ C$ bis $2000^\circ C$ wurde die Kathode entgast und schließlich

¹⁾ D. L. Goldwater und R. E. Haddad: Certain Refractory Compounds as Thermionic Emitters, Journal of Applied Physics, Band 22, Nr. 1, Januar 1951, Seite 70.



Abb. 2 Die Sättigungsstromdichte der Zirkonkarbid-Kathode bei der ersten Aufheizung und nach der Formierung

bei $1500^\circ C$ bis $1700^\circ C$ formiert. Nunmehr konnte die Diode von der Pumpe abgezogen werden, und der Sättigungsstrom der formierten Kathode bei verschiedenen Kathodentemperaturen wurde ermittelt. In Abb. 2 sind die Sättigungsströme der nichtformierten und der formierten Kathode mit einer ZrC -Schicht in Abhängigkeit von der Kathodentemperatur grafisch dargestellt. Die Kathodentemperatur wurde mit einem Pyrometer festgestellt, so daß die in Abb. 2 eingetragenen Temperaturen die Schwarztemperaturen der Kathode sind.

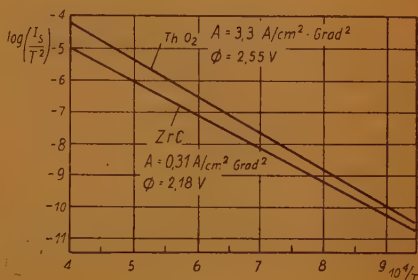


Abb. 3 Die Sättigungsstromdichten der thorlierten Kathode und der Zirkonkarbid-Kathode in der Darstellungsform zur Ermittlung der Konstanten A und Φ in der Richardsonschen Gleichung

Aus der pyrometrisch gemessenen Schwarztemperatur läßt sich aber die wahre Temperatur der Kathode berechnen, da das optische Emissionsvermögen der untersuchten Schichtsubstanzen bekannt ist. Die Berechnung wird dadurch erleichtert, daß die optischen Emissionsvermögen der in Frage kommenden Stoffe nahezu ganz unabhängig von der Temperatur sind, die Stoffe also praktisch als graue Strahler angesehen werden dürfen. Beispielsweise ist das Emissionsvermögen von $ThO_2 = 0,40$, von $ThC_2 = 0,8$ und von $ZrC = 0,96$. Aus der wahren Kathodentemperatur T und dem Sättigungsstrom I_s lassen sich die Konstanten A und Φ (Austrittsarbeit) der Richardsonschen Gleichung

$$I_s = A \cdot T^2 \cdot \exp \left(\frac{\Phi \cdot e}{K \cdot T} \right)$$

bestimmen. Als Beispiel seien hier in Abb. 3, nur die Meßwerte für Zirkonkarbid und als Vergleich für Thoroxyd angeführt; in der grafischen Darstellung ist die Größe $\log(I_s/T^2)$ gegen $(1/T)$ aufgetragen, weil sich aus der so sich ergebenden Geraden die Konstanten A und Φ am leichtesten finden lassen. Sämtliche Meßwerte wurden erhalten, nachdem die Kathode so lange formiert

war, bis sich gut reproduzierbare Sättigungsströme innerhalb des Temperaturbereiches von 900° C bis 1800° C ergaben. Tabelle 1 gibt die auf diese Weise bestimmten Konstanten A und Φ sowie die Sättigungsströme I_s bei 1800° K und 2000° K wieder. Die in der Tabelle nicht aufgeführten Schichten ließen sich entweder nicht formieren (ZrB), blättern beim Formieren ab (ThC₂) oder verdampften sehr schnell (alle Nitride).

Tabelle 1.

Substanz	Φ Volt	A	I_s	
		Amp/ cm ² · Grad ²	1800° K	2000° K
Thorium- oxyd	2,55	3,3	2,6	11
Zirkon- karbid ..	2,18	0,31	0,9	4,0
Titankarbid	2,35	25	0,03	0,30
Tantal- karbid ..	3,14	0,30	0,04	0,32
Tantalborid	2,89	10	0,31	2,3

Alle Messungen wurden sowohl mit Anodengleichspannung als auch mit impulsförmiger (1 μ sec) Anodenspannung durchgeführt. Es zeigten sich aber keine Unterschiede bei den Messungen. Bei der Gleichstrommessung konnte man allerdings nicht über einen Sättigungsstrom von 0,8 A/cm² hinausgehen, weil sich die Anode zu stark erwärmte.

Aus der Tabelle geht hervor, daß Zirkonkarbid von allen geprüften Schichten die höchste Elektronen-ergiebigkeit hat, die aber auch nur knapp 40% der Ergiebigkeit des thorierten Fadens beträgt. Zirkonkarbid hat aber doch gegenüber thorierten und Oxydkatoden den Vorteil, daß die Emission nicht nachläßt, wenn kontinuierlich hohe Stromdichten gezogen werden, und bei Anodengleichspannung derselbe Sättigungsstrom zur Verfügung steht wie bei kurzen Spannungsspitzen. Diese Beobachtung wurde auch noch nach einem ununterbrochenen Betrieb von 30 Stunden gemacht. Prüfungen über das Verhalten der Katode nach längerer Betriebszeit wurden noch nicht unternommen, doch sollen Untersuchungen über die Lebensdauer von Zirkonkarbid-Katoden jetzt durchgeführt werden. Immerhin läßt sich schon jetzt sagen, daß die Zirkonkarbid-Katode wahrscheinlich überall dort von Interesse sein wird, wo die ununterbrochene Abgabe größerer Stromdichten gefordert wird. Dr. F.

(Umfang der Originalarbeit 4 Seiten)

Über die Zwischenschichten in Oxydkatoden *

Es ist schon seit längerer Zeit bekannt, daß sich zwischen dem Kernmetall und der Oxydschicht von Oxydkatoden sogenannte Zwischenschichten bilden können, die durch chemische Reaktion von Beimischungen des Kernmetalles mit der Oxydschicht entstehen. Hierbei kann es sich sowohl um unerwünschte Verunreinigungen des Kernmetalles handeln, etwa um den Siliziumgehalt von Nickel, der mit Bariumoxyd Ba, SiO₂ bildet, oder um absichtlich zugesetzte Aktivatoren, die reduzierend auf die Oxydschicht wirken. Da diese Zwischenschichten aber die Eigenschaften und das Verhalten von Verstärkerröhren im normalen Betrieb kaum in bemerkbarer Weise beeinflussen, haben sie auch bisher in der Praxis wenig Beachtung gefunden.

Dann stellte man aber am „Massachusetts Institute of Technology“ fest, daß handelsübliche Verstärkerröhren in elektronischen Rechenmaschinen sehr oft vorzeitig versagen, wenn sie längere Zeit ohne Emissionsstrom, also im gesperrten Zustand, arbeiten. Die dadurch veranlaßten häufigen Störungen an den Rechengaräten gaben den Anstoß zu ausgedehnten Untersuchungen der Fehlerquelle. Es ergab sich einwandfrei, daß die erwähnten Zwischenschichten in den Oxydkatoden der Röhren die Ursache für das vorzeitige Versagen sind. Das als Kernmetall für die Katode der Pentode 7 AD 7 verwendete Nickel enthält etwa 0,1% Silizium; im Laufe der Betriebszeit entsteht daher in jedem Falle, also sowohl mit als auch ohne Emissionsstrom, eine Zwischenschicht aus Ba, SiO₂. Bei der Alterung unter Entnahme von Emissionsstrom bleibt jedoch der Widerstand der Zwischenschicht gering, während er verhältnismäßig große Werte gegenüber dem Widerstand der Oxydschicht annimmt, wenn die Röhre während des Alterns gesperrt ist und kein Emissionsstrom gezogen wird; die Röhre wird dann unter Umständen vorzeitig unbrauchbar¹⁾. Wie man sich das Zustandekommen des unterschiedlichen Widerstandes vorstellt, soll hier nicht auseinandergesetzt werden, zumal es sich zunächst nur um Deutungsversuche handelt. Das Vorhandensein der Zwischenschichten konnte sowohl durch Röntgenbeugungsaufnahmen als auch durch den Befund nachgewiesen werden, daß Katoden mit siliziumfreiem

¹⁾ J. F. Waymouth: Deterioration of Oxide-Coated Cathodes under Low Duty-Factor Operation, Journal of Applied Physics, Band 22, Nr. 1, Januar 1951, Seite 80.

Nickelmetall nicht die auf die Zwischenschicht zurückgeführten Eigenheiten aufweisen.

Recht aufschlußreich dürften jedoch einige Messungen sein, die an Katoden mit Zwischenschichten vorgenommen wurden, sowie die dabei gefundenen Meßergebnisse^{*)}. Die Zwischenschicht in der Oxydkatode einer Diode oder Verstärker- röhre macht sich als Widerstand R_1 bemerkbar, dem ein Kondensator C parallelgeschaltet ist (Abb. 1). Legt man an die Diode durch Schließen des Schalters SCH plötzlich die Anodenspannung V , so wird im Augenblick des Schließens der Strom

$$i_0 = \frac{V}{R_1 + R_2 + R_3 + R_4}$$

fließen, der dann exponentiell bis auf den endgültigen Wert

$$i_s = \frac{V}{R_1 + R_2 + R_3 + R_4}$$

abfällt (Abb. 2). Die Zeitkonstante D des Abfalls ist gleich

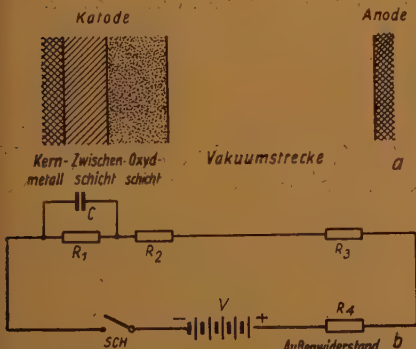


Abb. 1 Schematischer Schnitt durch eine Diode mit Zwischenschicht in der Katode (a) und deren Ersatzschaltung

$$D = \frac{R_1 \cdot C}{1 + S \cdot R_1} \quad (1)$$

(S = Steilheit der Röhre) im Falle der gitter- gesteuerten Verstärker röhre (Abb. 3) oder gleich

$$D = \frac{R_1 \cdot C (R_2 + R_3 + R_4)}{R_1 + R_2 + R_3 + R_4}$$

wenn es sich um eine Diode handelt. D läßt sich aus dem Stromverlauf leicht mit dem Katoden- strahloszillografen bestimmen. Wird der Schalter SCH wieder geöffnet, so kann sich der Konden-

*) A. Eisenstein: The Leaky-Condenser Oxide Cathode Interface, Journal of Applied Physics, Band 22, Nr. 2, Februar 1951, Seite 138.



Abb. 2 Verlauf des Diodenstromes nach dem Anlegen der Spannung V im Zeitpunkt t_0 und der „Erholung“ nach dem Abschalten der Spannung im Zeitpunkt t_1 . Die gestrichelte Erholungskurve D' gibt an, bis zu welchem Anfangswert der Strom bei erneutem Anlegen der Spannung V im Zeitpunkt t_2 ansteigt. Durch Übereinanderlagern mehrerer Oszillografenkurven mit verschiedenem t_2 läßt sich die Kurve D' anschaulich machen.

sator C über den Widerstand R_1 entladen; diese Entladung kommt einer „Erholung“ der Röhre gleich, die in Form einer Exponentialkurve mit der Zeitkonstante

$$D' = R_1 \cdot C \quad (2)$$

vor sich geht. Diese Erholungskurve, die auch in Abb. 2 angedeutet ist, hat insofern eine meß- technische Bedeutung, als sie angibt, bis zu welchem Wert der Strom bei erneutem Schließen des Schalters im Zeitpunkt t_2 ansteigen würde. Indem man t_2 , also den Zeitabstand zwischen dem Öffnen und einem erneuten Schließen des Schalters, variiert, läßt sich, wie in Abb. 2 an- gegeben, die Erholungskurve konstruieren und daraus die Zeitkonstante D' recht genau ermitteln. Aus den Gleichungen (1) und (2) erhält man dann den Widerstand R_1 der Katoden zwischenschicht zu

$$R_1 = \left(\frac{D'}{D} - 1 \right) / S \quad (3)$$

Bei der Diode ist der beschriebene Effekt natürlich nicht sehr ausgeprägt, da R_1 klein gegen den Vakuumwiderstand R_3 ist, aber bei der gitter- gesteuerten Verstärker röhre ist er infolge der Spannungsverstärkung groß genug, um sich be- quem meßtechnisch erfassen zu lassen. Abb. 3 zeigt die für die Messung an der Pentode 7 AD 7 benutzte Grundschialtung. An die Stelle des Schalters SCH in Abb. 1 tritt hier ein auf das sonst stark negative und den Anodenstrom sperrende Steuergitter gegebener positiver Rechteckimpuls; der Gleichrichter im Gitterkreis verhindert das Auftreten eines Gitterstromes während des Impulses. Aus der Form des Anoden- stromimpulses kann die Zeitkonstante D , aus der „Erholung“ der Röhre nach dem Impuls die Zeitkonstante D' gefunden und R_1 und C bestimmt werden.

Den Einfluß der Katodenzwischenschicht auf die Arbeitsweise der Verstärkerröhre kann man gemäß Abb. 3 auch so auffassen, als ob durch die im Katodenkreis der Röhre liegenden Größen R_1 und C eine — frequenzabhängige — Gegenkopplung herbeigeführt wird, welche die verzerrungsfreie Verstärkung kurzer Rechteckimpulse verhindert und diese entsprechend der Abb. 2 verformt. So ist auch die Unbrauchbarkeit derartiger Röhren in Rechengeräten zu verstehen. Aus der Behandlung der Schaltung in Abb. 3 als gegengekoppelter Verstärker ergibt sich übrigens auch die Gleichung (1) für die Zeitkonstante D

Von den untersuchten Pentoden zeigten nur solche einen meßbaren Effekt, also einen nennenswerten Widerstand der Zwischenschicht, die zuvor mehr als 5000 Stunden im gesperrten Zu-

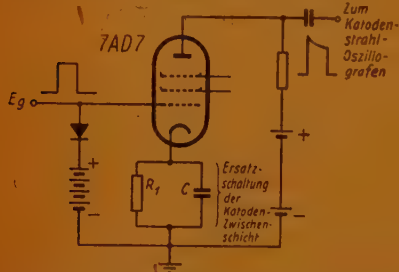


Abb. 3 Grundschiung zur Messung von D und D' an der Pentode 7AD7. mittels positiver Rechteckimpulse am Steuergitter. Der Widerstand R_1 und die Kapazität C der Katodenzwischenschicht erscheinen im Katodenkreis der Röhre und verursachen eine Gegengekopplung

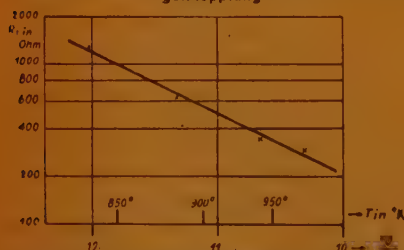


Abb. 4 Die Temperaturabhängigkeit des Zwischenschichtwiderstandes deutet darauf hin, daß sich die Zwischenschicht wie ein Halbleiter verhält

stand, also ohne Emissionsstrom, gealtert worden waren, während die mit Emissionsstrom gealterten sowie neue Röhren keine Wirkung der Zwischenschicht erkennen ließen. Als typisches Beispiel für die Meßergebnisse sind in der Tabelle die an einer 7AD7 gemessenen Werte von D , D' und S sowie die daraus errechneten Werte von R_1 und C bei verschiedenen Katodentemperaturen T angegeben

Temperatur T der Katode. °K	D 10^{-8} sec	D' 10^{-8} sec	S mA/V	R_1 Ohm	C μF
830	1,73	12,4	5,5	1130	0,011
880	1,59	11,4	8,3	603	0,019
930	1,46	6,5	10,0	340	0,019
970	1,29	5,1	10,2	294	0,017
1085	1,16	3,6	10,5	200	0,008

Während die Kapazität der Zwischenschicht mit durchschnittlich 10^{-4} pF ziemlich temperaturunabhängig ist, fällt der Widerstand mit wachsender Katodentemperatur ab. Trägt man den Logarithmus des Widerstandes gegen $1/T$ auf (Abb. 4), so ergibt sich eine Gerade, so daß man mit Recht behaupten kann, daß sich die Zwischenschicht wie ein Halbleiter verhält. Aus dem Wert von C läßt sich überschlagsmäßig die Dicke der Zwischenschicht ermitteln: legt man für C einen Wert von 10^{-4} pF, für die Fläche der Katode $1,5 \text{ cm}^2$ und für die Dielektrizitätskonstante der Zwischenschicht den Wert 10 zugrunde, so ergibt sich die Schichtdicke zu $7 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$. Dr. F.

(Umfang der Originalarbeit zu ¹⁾: 7 Seiten. zu ²⁾: 11 Seiten.)

Der Transistor als Frequenzmodulator *

Die durch den Kristallverstärker gegenüber der Hochvakuumröhre bedingten Vereinfachungen in der Schaltung und Betriebsweise rechtfertigen das Bestreben, möglichst zahlreiche Verwendungszwecke und vielseitige Betriebsarten für den Transistor aufzudecken, wo er mit gleicher oder vielleicht sogar besserer Wirkung die Hochvakuumröhre ersetzen kann. Es war daher durchaus naheliegend, daß die „RCA-Victor“ jetzt auch den Transistor auf seine Verwendungsmöglichkeit als Frequenzmodulator hin gründlich untersucht hat, und es kann gleich vorweggenommen werden, daß das Untersuchungsergebnis durchaus erfolgversprechend ausgefallen ist. Wenn man von einer gewissen Beschränkung in der Frequenz des modulierbaren Trägers absieht, so ist hier der Transistor der Vakuumröhre in der Leistungsfähigkeit gleichwertig, dazu kommen aber die Vorzüge der Kleinheit und des geringen Gewichtes, der sehr niedrigen Steuer- und Gleichstromleistung und des Fortfalles der Heizung.

Der Frequenzmodulator mit dem Transistor als modulierendes Element hat eine recht einfache Schaltung; Abb. 1 zeigt die den Untersuchungen

der „RCA-Victor“ zugrundegelegte Schaltung¹⁾. Rechts ist der HF-Oszillator, der über den Kondensator C_K an den eigentlichen Modulator, links, angekoppelt ist. Die modulierende Tonfrequenz steuert über einen Transformator den Emittierstrom I_e des Transistors. Die Hochfrequenzdrossel L schließt den Kollektorkreis für die Tonfrequenz kurz, so daß am Modulatorausgang eine auch gar nicht erwünschte Tonfrequenzspannung nicht auftreten kann. Das ist aber auch der einzige wesentliche Unterschied der Modulatorschaltung gegenüber dem Transistor in Verstärkerschaltung; auch die Vorspannungen von Emittier und Kollektor entsprechen denen des Transistor-A-Verstärkers.

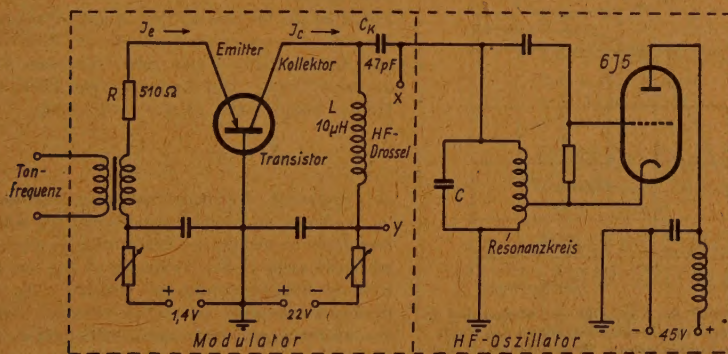


Abb. 1 Die Grundschialtung des Transistor-Frequenzmodulators

Die Modulatorwirkung kommt dadurch zustande, daß die durch die Tonfrequenz verursachten Schwankungen des Emittierstromes I_e entsprechende Schwankungen der Impedanz des Transistors im Kollektorkreis im Takte der Tonfrequenz, und zwar innerhalb eines verhältnismäßig großen Widerstandsbereiches, hervorrufen. Die innere Kollektorimpedanz bildet aber über den Kopplungskondensator C_K einerseits und über „Erde“ andererseits einen geschlossenen Stromkreis mit dem Resonanzkreis des Oszillators. Die wechselnde Kollektorimpedanz stellt daher eine veränderliche Belastung des Resonanzkreises dar; über den Kopplungskondensator C_K fließt von dem Resonanzkreis ein kapazitiver Blindstrom ab, dessen Stärke sich nach dem Augenblickswert des inneren Kollektorwiderstandes richtet. Die Folge ist eine entsprechend wechselnde Verstimmung des Resonanzkreises, also eine Frequenzmodulation.

Größe und Art der Kollektorimpedanz spielen somit eine entscheidende Rolle bei der frequenzmodulierenden Wirkung des Transistors. Messungen an mehreren Transistoren zeigten, daß die Kollektorimpedanz nicht rein ohmsch ist, sondern auch noch eine induktive oder kapazitive Komponente haben kann. Die einzelnen Transistoren sind in dieser Beziehung recht unterschiedlich. Bei manchen Transistoren verändert sich nicht nur die Größe, sondern auch der Charakter der Impedanz in Abhängigkeit vom Emittierstrom.

Um die Arbeitsweise des Transistors als Frequenzmodulator qualitativ und quantitativ zu erfassen, ist aber eine Erkenntnis der Kollektorimpedanz

in einzelnen nicht erforderlich. Abweichend von den tatsächlichen Verhältnissen kann man den Transistor einschließlich des Kopplungskondensators C_K in einen ohmschen Widerstand und eine Kapazität zerlegen. Der Modulator läßt sich dann als Reihenschaltung von Kapazität und Widerstand gemäß Abb. 2a auffassen. Ist die Kollektorimpedanz rein ohmsch, dann würde sie genau gleich dem Reihenwiderstand R_S sein, und die Reihenskapazität C_S wäre gleich dem Kopplungskondensator C_K . Eine induktive oder kapazitive

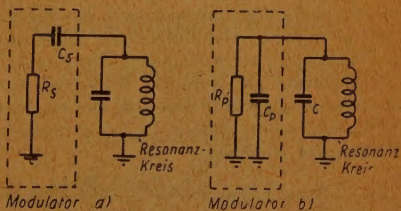


Abb. 2 Die Ersatzschaltung des Modulators ist entweder ein mit einer Kapazität in Reihe liegender Widerstand (a) oder eine einem Widerstand parallel geschaltete Kapazität (b)

¹⁾ L. L. Koros und R. F. Schwartz, Transistor Frequency Modulator Circuit, Electronics, Bd. 24, Nr. 7, Juli 1951. S. 130.

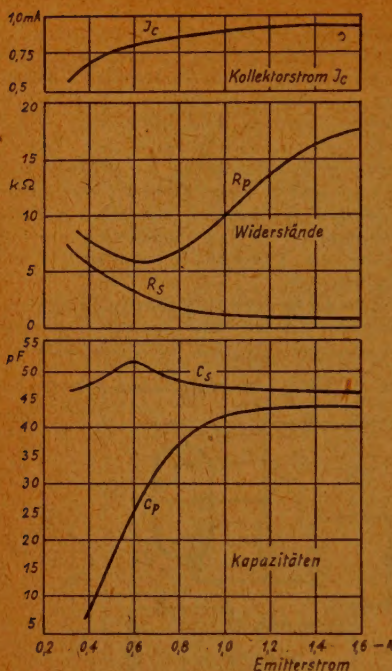


Abb. 3 Die Größe von Kapazität und Widerstand in den beiden möglichen Ersatzschaltungen des Modulators und der Kollektorstrom in Abhängigkeit vom Emittierstrom

Komponente würde sich in einer Verkleinerung oder Vergrößerung von C_s gegenüber C_k auswirken.

C_s und R_s lassen sich nur schwer direkt messen und müssen daher auf einem Umwege ermittelt werden. Man kann nämlich den Modulator auch durch einen Widerstand R_p mit einer Parallelkapazität C_p wiedergeben (Abb. 2b); in dieser Ersatzschaltung wird die Frequenzmodulation durch Schwankungen von C_p hervorgerufen. C_p und R_p lassen sich durch Messungen bestimmen, und zwar C_p unmittelbar, R_p durch Ermittlung der Kreisgüte des Kollektorkreises einschließlich C_k ; das Q-Meter wird hierzu nach Abtrennung des Oszillators an den Punkten x und y (Abb. 1) des Modulators angeschlossen. Wenn die beiden Ersatzschaltungen in den Abb. 2a und 2b gleichwertig sein sollen, müssen die beiden folgenden Gleichungen erfüllt sein:

$$R_s - j \cdot X_s = - \frac{R_p \cdot j \cdot X_p}{R_p - j \cdot X_p}$$

$$\text{und } \frac{X_s}{R_s} = \frac{R_p}{X_p},$$

wo X für $1/\omega C$ gesetzt wurde. Aus diesen beiden Gleichungen läßt sich R_s und C_s berechnen, wenn R_p und C_p bekannt sind. In Abb. 3 sind die für den Modulator bestimmten Werte von R_s , R_p , C_s und C_p sowie außerdem noch der Kollektorstrom I_c in Abhängigkeit vom Emittierstrom I_e aufgezeichnet. Bei einer Steigerung des Emittierstromes von 0,46 mA auf 1,64 mA nimmt R_s von 5,55 Kiloohm auf 0,74 Kiloohm ab, demgegenüber ist die Änderung von $1/\omega C_s$ unbedeutend, sie beträgt nur etwa 0,3 Kiloohm. Die Änderung von R_s gelingt also mit recht geringen Emittierströmen; die für den Modulator aufzuwendende tonfrequente Steuerleistung ist daher sehr niedrig, weil der Widerstand des Emittierkreises nur einige hundert Ohm beträgt.

Abb. 4 ist die für eine mittlere Oszillatorfrequenz von 1,03 MHz gemessene Kennlinie des Frequenzmodulators, die, wie man sieht, für einen Frequenzhub von ± 5000 Hz hinreichend linear ist. Da der Frequenzhub nach der Gleichung

$$\Delta f = - \frac{f}{2 \cdot C} \cdot \Delta C_p$$

der Kapazität des Schwingkreiskondensators C im Oszillator umgekehrt proportional ist, würde man diesen an und für sich möglichst klein machen, um einen recht großen Frequenzhub für eine bestimmte Steuerspannung zu erhalten. Da der Resonanzkreis aber, wie schon erwähnt, durch den wechselnden Widerstand des Modulators belastet ist, entsteht auch gleichzeitig eine Amplitudenmodulation. Diese ist um so ausgeprägter, je kleiner C ist. Zur Unterdrückung der Ampli-

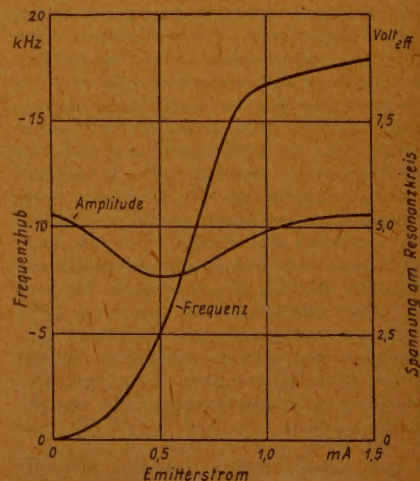


Abb. 4 Die Modulationskennlinie und die Spannung am Oszillatorschwingkreis. Mittelfrequenz 1,03 MHz

tudenmodulation muß also umgekehrt C gerade recht groß sein. Ein Kompromiß zwischen diesen sich widersprechenden Forderungen ist in der Weise möglich, daß man den Kopplungskondensator nicht größer als ein Zehntel des Resonanzkreiskondensators C macht.

Für alle untersuchten Transistoren war die Frequenzmodulationskennlinie über den gesamten Tonfrequenzbereich von 20 bis 15 000 Hz vollkommen konstant. Durch die Einschaltung des Widerstandes R mit 510 Ohm in den Emittierkreis, der dadurch einen Gesamtwiderstand von 650 Ohm erhielt, konnten die auf die nichtlineare Emittierkennlinie zurückzuführenden Verzerrungen des Modulators auf ein Mindestmaß reduziert werden, wie die folgenden Meßwerte beweisen, die mit einer Modulationsfrequenz von 400 Hz erhalten wurden:

Tonfrequenzspannung am Modulatoreingang Volteff	Frequenzhub Hertz	Klirrfaktor %
0,0132	± 1350	1,32
0,0330	± 2850	2,12
0,0460	± 3900	3,72

In der Praxis soll aber ein Frequenzhub von $\pm 0,1\%$ der Mittelfrequenz nicht überschritten werden; das würde hier einen maximalen Frequenzhub von ± 1030 Hz bedeuten, für den sich durch Extrapolation aus den Meßwerten ein Klirrfaktor von nur rund einem Prozent und eine Modulationsspannung von 0,008 Volteff ergeben.

Die Ausgangsleistung des frequenzmodulierten Oszillators ist relativ gering. Das spricht aber kaum gegen den Transistor als Frequenzmodulator, da die auf den Modulator folgenden Frequenzvervielfacher ohnehin für die notwendige Leistungsverstärkung sorgen. Ein gewisser Schönheitsfehler des Frequenzmodulators mit Transistor ist darin zu erblicken, daß die modulierenden Eigenschaften des Transistors, vor allem die Änderung von C_p mit dem Emittierstrom, mit zunehmender Trägerfrequenz nachlassen. Bei den gegenwärtig zur Verfügung stehenden Kristallverstärkern liegt die obere Frequenzgrenze bei etwa 2,5 MHz. Man benötigt daher zur Zeit eine Frequenzvervielfältiger-Stufe mehr als bei den konventionellen Frequenzmodulatoren, was aber hier auch in recht erwünschter Weise der Leistungsverstärkung zugute kommt.

Dr. F.

(Umfang der Originalarbeit 4 Seiten.)

FACHZEITSCHRIFTEN von hoher Qualität

FUNK-TECHNIK

Radio • Fernsehen • Elektronik

FUNK UND TON

Monatssheft für Hochfrequenztechnik und Elektroakustik

LICHTTECHNIK

Beleuchtung • Elektrogerät
Installation

PHOTO-TECHNIK UND -WIRTSCHAFT

Organ des Verbandes
der Deutschen Photographischen
Industrie e.V.

KINO-TECHNIK

Schmalfilmkino • Filmtechnik
Lichtspieltheater

KAUTSCHUK UND GUMMI

Zeitschrift für die Kautschuk- und
Asbestwirtschaft, Wissenschaft und
Technik

Probehefte kostenlos

VERLAG FÜR
RADIO-FOTO-KINOTECHNIK GMBH.
HELIOS-VERLAG GMBH.

Berlin-Borsigwalde

Frankfurt/M.

Stuttgart

Piezoelektrische Körperschallmikrophone

für Schwingungsuntersuchungen
im Maschinenbau
und in der Bautechnik

Paul Beerwald Piezoelektrische Geräte
Bad Homburg v. d. H., Luisenstraße 28

PRÄZISIONS-MESSGENERATOR

KLIRRFAKTOR-MESSGERÄT



PEGELSENDER

PEGELMESSER

WANDEL u. GOLTERMANN

RUNDFUNK- UND MESSGERÄTE REUTLINGEN/WÜRTT.



STEINLEIN

**HOCHKONSTANT
NETZGERÄTE**

*Normaltypen für Nieder- und
Hochspannungen
lastunabhängig-Innenwiderstand 1 Ohm*

HK-Geräte mit Vielspannung

*Spezialgeräte und Anlagen
in Sonderfertigung*

PETER STEINLEIN

*Regler- u. Verstärker-Stromversorgung
Düsseldorf-Erkratherstr.120.Tel.11781*

Dressefachmann

versiert in der Werbung, der kaufmännischen und Vertriebsorganisation, über 25 Jahre bei führenden Zeitungs- und Fachzeitschriften-Verlagen als Handelsbevollmächtigter, Prokurist und alleiniger Geschäftsführer,

übernimmt

verantwortliche Aufgaben,

evtl. Reisetätigkeit, auch in Industrie, Handel, Verwaltung. Alter Anfang 40, unverheiratet, Referenzen von maßgeblichen Persönlichkeiten, **A n t r i t t** sofort oder später.

Bitte Zuschriften unter P. O. 4540